Н. В. Кашин

КУРС ФИЗИКИ



УЧПЕДГИЗ · 1956

Н. В. КАШИН

КУРС ФИЗИКИ

ТОМ III

ОПТИКА
АТОМНАЯ ФИЗИКА

ГОСУДАРСТВЕННОЕ
УЧЕБНО-ПЕДАГОГИЧЕСКОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО
МИНИСТЕРСТВА ПРОСВЕЩЕНИЯ РСФСР
Москва—1956

В первой части третьего тома Курса физики содержится изложение геометрической, волновой и квантовой оптики, во второй—основы физики атома и ядра. Книга может служить пособием по физике для студентов как педагогических, так и технических высших учебных заведений; она может быть полезной также и для преподавателей физики.

При построении курса имелась в виду не только логическая последовательность изложения физической теории, но и историческое развитие главных идей физики. Большое внимание уделено описанию экспериментов, служащих для обоснования и проверки физической теории.

ЧАСТЬ VI

ОПТИКА

ВВЕДЕНИЕ

1. Вопрос о природе света и о природе излучения вообще имеет тысячелетнюю историю; уже в глубокой древности пытались составить себе представление о том, что происходит во внешнем мире, когда мы ощущаем свет. Все эти многочисленные мнения сводились к двум основным взглядам — к теории корпускулярной и к теории волновой. В основе первой теории лежит воззрение, что светящееся тело испускает мельчайшие частицы, действующие на наш орган зрения, что и вызывает у нас ощущение света; в основе второй лежит аналогия явлений света с явлениями звука; светящееся тело, подобно камертону, есть центр колебаний; эти колебания в окружающей среде порождают волны, воспринимаемые нами как свет.

В конце XVII в. обе гипотезы о природе света получили научное обоснование в руках двух великих исследователей, которые держались противоположных взглядов на свет: Ньютон придерживался корпускулярной теории («Оптика», 1675, 1704); Гюйгенс развивал волновую теорию («Трактат о свете», 1690).

В течение всего XVIII в. большинство физиков, следуя авторитету Ньютона, держалось корпускулярной гипотезы. Среди сторонников волновой теории того времени следует отметить М. В. Ломоносова и Эйлера.

В начале XIX в. опыты Френеля и Юнга обнаружили интерференцию света (I, § 140). Это открытие было воспринято как неоспоримое доказательство волновой природы света. Многочисленные дальнейшие экспериментальные и теоретические исследования самого Френеля и многих других физиков создали к половине XIX в. стройную теорию света как волнообразного процесса, распространяющегося с огромной скоростью $c=3\cdot10^{10}\ \frac{см}{сек}$ в гипотетической среде — эфире. Однако свойства этой среды оставались неясными; попытки приложить общую теорию упругости к эфиру привели к необходимости наделить его взаимно исключающими свойствами. Например, с одной стороны, характер световых колебаний требовал приписать эфиру упругие свойства твёрдых тел, с другой стороны, было известно, что тот же эфир не оказывает заметного сопротивления движущимся в нём небесным телам. В течение всего XIX в. несмотря на усилия знаменитых учёных того времени, не

удалось построить непротиворечивую модель механической среды — эфира, как носителя световых колебаний.

В конце XIX в., с появлением теории электромагнитного поля, гипотеза об эфире как о механической среде стала излишней.

Именно в конце XIX в. Максвелл создал электромагнитную теорию света, показав возможность рассматривать световые волны, как волны электромагнитные, обладающие определённой энергией, плотность которой равна (II, § 30, 138, 140):

$$w = w_e + w_m = \frac{\varepsilon E^2}{8\pi} + \frac{\mu H^2}{8\pi} \ \frac{эрг}{см^3}.$$

Полагая здесь $\varepsilon=1$, $\mu=1$, мы получаем выражения для энергии световой волны в объёме, лишённом всякого вещества и заполненном только электромагнитным полем.

Электромагнитные и световые явления имеют общую природу, так как и теория Максвелла, и эксперименты Герца устанавливают, что свойства электромагнитной волны тождественны со свойствами световой волны (т. II, § 136—150). При этом оказалось необходимым рассматривать электромагнитное поле как своеобразную материальную среду, как особый вид материи, существующий наряду с обычным её видом — веществом. Электромагнитная теория света привела к обобщению понятия материи и сделала ненужной гипотезу об эфире как механической среде, в которой распространяются световые волны.

В 1900 г. немецкий физик Планк, изучая закон распределения энергии в спектре чёрного тела, ввёл гипотезу о квантах энергии, о дискретных порциях энергии, которые испускаются излучающим телом. Эйнштейн высказал (1905) мысль, что свет состоит из отдельных квантов — фотонов. В течение первой четверти XX в. гипотеза Эйнштейна о фотонах получила прочное теоретическое и экспериментальное обоснование.

Таким образом, в воззрениях на природу света появился дуализм: свет — это одновременно и волны, и фотоны. Этот дуализм создал кризис, диалектическое преодоление которого должно было явиться новым этапом в развитии физики.

Сведя всё изложенное, получим следующую таблицу, выражающую борьбу воззрений на свет:

Корпускулярная теория	Волновая теория
1704 г. Ньютон	1690 г. Гюйгенс
1813 г. Бно	1756 г. Ломоносов
. . . .	1769 г. Эйлер
1900 г. Планк	1815 г. Френель
1905 г. Эйнштейн	1865 г. Максвелл

1924 г. Де Бройль.

На возможность синтеза этих воззрений на природу света в 1924 г. указал французский физик Де Бройль (§ 145, 163).

К явлениям, изучаемым в оптике, прежде всего относятся явления, связанные с видимым светом, который способен вызывать зрительные ощущения в человеческом глазе.

Длины электромагнитных волн для видимого света лежат в пределах от 0,4 μ до 0,8 μ[1]. Однако за пределами этих границ были обнаружены по химическому, тепловому и другим действиям излучения более коротких и более длинных волн. Лучи с длиной волны большей чем 0,76 μ (примерно до 400 μ), принято называть инфракрасными лучами.

Излучения, имеющие длину волны меньшую чем 0,4 μ (до 0,004 μ), называются ультрафиолетовыми лучами.

Лучи Рентгена имеют ещё меньшие длины волн. Диапазон рентгеновских лучей простирается примерно от 500 Å[2] до 0,02 Å.

Общим для перечисленных излучений является то что они излучаются отдельными атомами или молекулами излучающего тела.

Этими излучениями не ограничивается, однако, спектр электромагнитных волн. Существуют электромагнитные излучения с ещё меньшей длиной волны, чем рентгеновские. Это гамма-лучи (γ-лучи), излучаемые при ядерных процессах.

С другой стороны к инфракрасным лучам примыкает спектр электромагнитных волн, применяемых в радиотехнике,—радиоволны. Как известно, радиоволны излучаются вибраторами макроскопических размеров.

В связи с существенным различием происхождения этих излучений они являются предметом изучения отдельных разделов физики (радиофизики и ядерной физики), и потому не включаются в оптику.

Итак, можно считать, что в настоящее время о природе света установлены три положения:

I. Свет есть явление волнового характера.
II. Свет есть явление электромагнитное.
III. Свет есть явление квантовое.

В дальнейшем предстоит рассмотреть, как обосновываются эти воззрения и возможен ли их синтез.

Изучение этих вопросов современной физики требует не только знания оптики, но также рассмотрения обширного круга явлений и теоретических воззрений, составляющих содержание атомной физики.

---

[1] $1\mu = 1$ (микрон) $= 10^{-3}$ *мм*.

[2] 1 Å $= 1$ (ангстрем) $= 10^{-8}$ *см*.

ГЛАВА I

ОПТИКА ЛУЧЕЙ

I. ЗАКОНЫ ГЕОМЕТРИЧЕСКОЙ ОПТИКИ

2. Геометрическая оптика или оптика лучей основывается на законе прямолинейного распространения света, который утверждает, что в однородной среде свет распространяется прямолинейно.

Каждая точка светящегося тела представляется нам ц е н т р о м р а с х о д я щ и х с я п у ч к о в л у ч е й. Отдельные световые пучки лучей мы можем рассматривать сколь угодно тонкими, в пределе — это геометрические прямые, определяющие направления, по которым распространяется свет.

Представление о лучаях света как о геометрических прямых положило начало особому методу изучения оптических явлений, не касаясь вопроса о природе света, рассматривают распространение света в разных средах как г е о м е т р и ч е с к у ю п р о б л е м у. Этот путь изучения явлений света, наиболее древний (Е в к л и д, III в. до н. э., П т о л о м е й, I в.), оказался очень плодотворным по своим приложениям, особенно в теории оптических инструментов.

В однородной, изотропной среде свет распространяется п р я м о л и н е й н о; это утверждение есть результат разнообразных опытов и наблюдений: явления теней, астрономических затмений светил, изображения в камере-обскуре, в фотокамере и т. д. легко объясняются указанным законом прямолинейного распространения света.

Серия простых, элементарных опытов устанавливает, что при переходе из одной среды в другую, на границе двух сред п р я м о л и н е й н о с т ь л у ч а н а р у ш а е т с я, луч меняет своё направление.

Луч SO, прямолинейно идущий по 1-й среде, в точке O (рис. 1) падает на границу двух сред—1-й и 2-й; этот луч в точке O разделяется на отражённый и преломлённый лучи.

3. Направления падающего, отражённого и преломлённого лучей связаны между собой экспериментально установленными законами:

I. Луч, падающий SO, отражённый OS_1, преломлённый OO_1, и перпендикуляр ON к поверхности раздела в точке падения — лежат в одной плоскости. В случае падения луча на кривую поверхность ON есть нормаль к элементу поверхности (рис. 2).

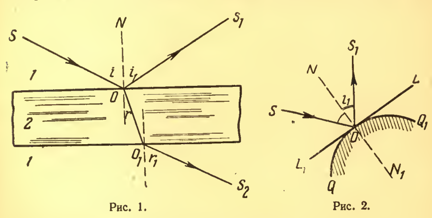


Рис. 1. Рис. 2.

II. Угол падения равен углу отражения: $i = i_1$.

III. Для всяких двух сред отношение синуса угла падения i к синусу угла преломления r (рис. 2) есть величина постоянная:

$$\frac{\sin i}{\sin r} = n_{12}. \tag{1}$$

Это постоянное для данных двух сред значение отношения называется относительным показателем преломления второй среды относительно первой.

IV. Для всяких трёх сред между их относительными показателями преломления существует соотношение:

$$n_{12} \cdot n_{23} = n_{13}. \tag{2}$$

Полагая 1 и 3 среду тождественными (например, 1 — воздух, 2 — стекло, 3 — воздух), имеем:

$$n_{12} \cdot n_{21} = n_{11} = 1; \ n_{12} = \frac{1}{n_{21}}.$$

Это значит, что направления падающего и преломлённого лучей взаимны, если во второй среде преломлённому лучу дать обратное направление, то после нового преломления он пойдёт в первой среде в направлении OS.

V. А б с о л ю т н ы м п о к а з а т е л е м преломления среды (например, воды) называют относительный показатель этой среды относительно вакуума. Но так как абсолютный показатель воздуха при нормальных условиях равен 1,0002919, т. е.

луч из вакуума в воздух идёт почти не преломляясь, то практически допустимо относительный показатель преломления данной среды (например, воды) относительно воздуха считать абсолютным показателем преломления этой среды. Таким образом, для определения абсолютного показателя преломления какого-либо вещества достаточно определить его показатель преломления относительно воздуха. Таковы, например, абсолютные показатели[1]:

Крон фосфат	— 1,504	Вода	— 1,333
Флинт лёгкий	— 1,547	Эт. спирт	— 1,363
Флинт тяжёлый	— 1,647	Сероуглерод	— 1,628
Кварц плавл.	—1,458	Канадский бальзам	—1,540

Пусть имеем три среды — вакуум 0, первая среда 1, вторая 2; соотношение (2) получает вид:

$$n_{01} \cdot n_{12} = n_{02}; \qquad n_{12} = \frac{n_{02}}{n_{01}}. \tag{3}$$

Это значит — относительный показатель преломления второй среды относительно первой равен обратному отношению абсолютных показателей преломления этих сред; так, зная абсолютные показатели воды ($n_{01} = 1{,}333$) и крона ($n_{02} = 1{,}504$), можем по формуле (3) вычислить n_{12} относительный показатель преломления воды относительно крона.

VI. Обозначим абсолютные показатели преломления двух сред соответственно n_1 и n_2; тогда:

$$n_{12} = \frac{n_{02}}{n_{01}}; \qquad n_{12} = \frac{\sin i}{\sin r}; \qquad \frac{n_2}{n_1} = \frac{\sin i}{\sin r};$$

$$n_1 \cdot \sin i = n_2 \cdot \sin r. \tag{4}$$

Отсюда видно, что для всех лучей, падающих на данную поверхность раздела двух сред, произведение показателя преломления на синус угла луча с нормалью (рис. 1) в первой и во второй среде постоянно. Следовательно, если $n_1 < n_2$, то $i > r$, т. е. луч при преломлении приближается к нормали.

4. Если $n_1 > n_2$, например, если луч идёт из стекла ($n_1 = 1{,}5$) в воздух ($n_2 = 1$), то $i < r$ — луч преломленный, вышедший во вторую среду, в воздух, удаляется от нормали, образуя с ней угол $r > i$; первую среду с показателем n_1 естественно назвать «оптически» более плотной, тем более, что эта оптическая плотность почти всегда совпадает с физической плотностью материала.

При некотором значении угла i угол r может достигнуть значения 90°. Пусть, например, свет идёт из стекла в воздух

[1] Для средней части спектра (т. е. для жёлтых лучей).

(рис. 3); лучи 1, 2, 3 выйдут в воздух, луч 4 пойдёт по границе двух сред, он скользит по их поверхности раздела; угол падения этого луча i_0 называется углом полного внутреннего отражения или предельным углом; для стекла предельный угол $i_0 = 41°$, для воды $i_0 = 49°$, для алмаза $i_0 = 24°$ и т. д. При углах падения, больших i_0, лучи не выходят во вторую среду; так, луч 5 терпит полное внутреннее отражение в стекле, в воздух он не выходит.

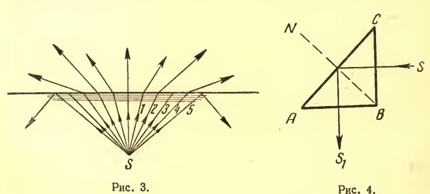


Рис. 3. Рис. 4.

Для определения угла полного внутреннего отражения данной среды (например, стекла) имеем условие:

$$n_1 \cdot \sin i_0 = n_2 \sin r; \quad r = 90°;$$

$$n_1 \cdot \sin i_0 = n_2; \quad \sin i_0 = \frac{n_2}{n_1} = n_{12}.$$

Следовательно, предельный угол i_0 — это такой угол, синус которого равен относительному показателю преломления среды, оптически более плотной относительно менее плотной ($n_1 > n_2$); для стекла и воздуха $n_1 = \frac{3}{2}$, $n_2 = 1$,

$$\sin i_0 = \frac{2}{3}; \quad i_0 \sim 41°.$$

Пусть, например, имеем стеклянную призму, сечение её ABC (рис. 4) прямоугольный треугольник с равными катетами $AB = CB$; луч SO, падая на грань CB, в точке O испытывает полное внутреннее отражение ($i = 45°$) и выходит по направлению OS_1. Эта призма с полным внутренним отражением изменяет направление луча: луч SO горизонтален, луч OS_1 — вертикален.

II. ПРИНЦИП ФЕРМА

5. Законы прямолинейного распространения, отражения и преломления света объединены в более общем принципе, установленном французским математиком Ферма (1639) и называемом «принципом кратчайшего времени».

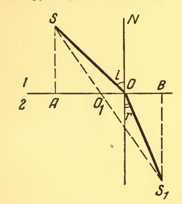


Рис. 5.

Ферма высказал мысль, что свет, распространяясь от точки S (рис. 5) до точки S_1, идёт по такому пути, который проходится «в более короткое время», чем какой-либо иной путь между этими точками.

В изложении этого принципа подразумевается, что в разных средах свет имеет разные скорости. Положим, что в первой среде скорость света v_1, во второй — v_2, причём $v_1 > v_2$. Можно показать, что путь SOS_1 будет пройден светом скорее, чем прямолинейный путь SO_1S_1, если i и r — углы падения и преломления для данных двух сред (рис. 5). Действительно, положив $SO = l_1$, $S_1O = l_2$, $SA = a$, $S_1B = b$, находим время t сек., затраченное светом на проход пути SOS_1:

$$t = \frac{l_1}{v_1} + \frac{l_2}{v_2},$$

иначе:

$$t = \frac{a}{v_1 \cos i} + \frac{b}{v_2 \cos r}. \tag{а}$$

Так как имеем связь:

$$AO + OB = AB = a \operatorname{tg} i + b \operatorname{tg} r, \tag{б}$$

то, рассматривая r как функцию i, находим, согласно принципу Ферма, условие минимума функции (а):

$$\frac{dt}{di} = 0; \quad \frac{a \sin i}{v_1 \cos^2 i} + \frac{b \sin r}{v_2 \cos^2 r} \cdot \frac{dr}{di} = 0. \tag{в}$$

Дифференцируя (б), находим

$$\frac{a}{\cos^2 i} + \frac{b}{\cos^2 r} \cdot \frac{dr}{di} = 0.$$

Определив отсюда $\frac{dr}{di}$ и подставив в (в), будем иметь:

$$\frac{\sin i}{v_1} - \frac{\sin r}{v_2} = 0;$$

$$\frac{\sin i}{\sin r} = n_{12} = \frac{v_1}{v_2}. \tag{1}$$

Полученный, согласно принципу Ферма, результат утверждает, что минимальное время для перехода из точки S в точку S_1 световой луч затрачивает на таком пути, для которого показатель преломления второй среды относительно первой равен отношению скоростей света в первой и во второй средах.

В настоящее время существует обширный материал, подтверждающий результаты, к которым приводит принцип Ферма. Согласуется с опытными данными и формула (1), из которой, в частности, следует, что абсолютный показатель преломления данной среды n_{01} вполне определяется скоростью света в этой среде, так как в выражении

$$n_{01} = \frac{c}{v_1}$$

скорость света c в вакууме известна и равна

$$c = 3 \cdot 10^{10} \frac{см}{сек}.$$

III. СКОРОСТЬ СВЕТА

6. Много раз уже в течение этого курса приводилось значение скорости света в вакууме $c = 3 \cdot 10^{10} \frac{см}{сек}$. Рассмотрим некоторые экспериментальные способы определения скорости света.

А. СПОСОБ РЕМЕРА[1] (1676)

Так как скорость света огромна, то для земных расстояний свет практически распространяется мгновенно, поэтому все попытки измерить скорость света при помощи того же приёма, какой был годен для измерения скорости звука (I, § 154), оказались безуспешными. Поэтому первые способы, которые позволили установить значение скорости света,—это астрономические способы, где было возможно наблюдать ход светового луча на огромных расстояниях.

Юпитер—планета солнечной системы, имеет наибольшую массу среди других планет (около 0,001 массы Солнца); среднее расстояние Юпитера от Солнца в пять раз больше расстояния Земли от Солнца; вокруг Юпитера вращаются девять спутников. Первый,

[1] Олаф Ремер (1644—1710), датчанин; его научная деятельность протекала в Париже.

ближайший к планете спутник имеет период обращения около планеты 42½ часа (точнее—1 сутки 18 час. 27 мин. 33,48 сек.) и при каждом обороте погружается в тень планеты J (рис. 6); наблюдатель с Земли T видит затмение спутника: слабая звёздочка D около Юпитера вдруг пропадает, затем вновь появляется—это конец затмения. Эти наблюдения затмений спутников Юпитера играют большую роль в мореплавании, при ориентировке кораблей, и потому директор Парижской обсерватории астроном Кассини (в половине XVII в.) вычислил заранее на известный срок начала и концы

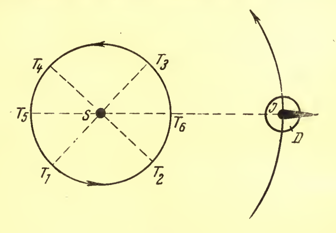


Рис. 6.

затмений первого спутника Юпитера и составил таблицу, дающую времена затмений спутника. Ремер, бывший тогда ассистентом Кассини, производил непосредственные наблюдения затмений первого спутника и сравнивал результаты наблюдений с таблицей Кассини, (1675). Оказалось, что результаты наблюдений не совпадают с предвычисленными сроками затмений, внесёнными в таблицу. Тщательное и долговременное изучение характера этих отклонений позволило Ремеру установить следующие факты:

1) когда Земля, двигаясь по своей орбите из положений T_1 в T_2, идёт навстречу лучу света от спутника D, затмения (или их концы) происходят всё раньше и раньше, чем требуют таблицы;

2) когда Земля идёт из положения T_3 в T_4, удаляясь от Юпитера J и спутника D, затмения всё больше и больше запаздывают по сравнению со сроками их, обозначенными в таблицах; при этом свет находит Землю всё на больших и больших расстояниях от J.

Сопоставив эти результаты наблюдений, Ремер высказал основное предположение: свет распространяется с конечной скоростью; упреждения и запаздывания затмений происходят потому, что про-

ходимые светом расстояния до Земли в разных её положениях различны. Он же показал, как можно из этих наблюдений определить скорость света. Если, исходя из наблюдений затмений в положении Земли T_5, вычислить сроки затмений для диаметрально противоположного положения Земли в T_6, то, оказывается, в T_6 затмения происходят на 16 мин. 41,6 сек. (приблизительно на 1000 сек.[1]) раньше, чем мы вычислили; если же, наоборот, исходя из наблюдений в T_5, вычислить сроки затмений в T_6, то, оказывается,

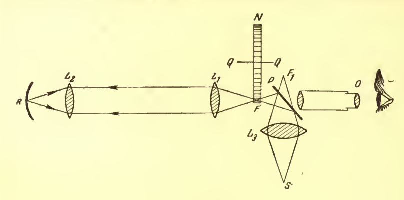


Рис. 7.

затмения запаздывают на 16 мин. 41,6 *сек*. Эти 16 мин. 41,6 *сек*. есть то время, в течение которого свет проходит диаметр земной орбиты 2 r, т. е. расстояния $2r = 2 \cdot 149500000$ *км*; отсюда:

$$c = \frac{2 \cdot 149500000}{1001,6} \frac{км}{сек} \cong 300000 \frac{км}{сек}.$$

Ремер нашёл $c = 215000 \frac{км}{сек}$; исторически это первое определение скорости света.

7. Французские физики Физо и Фуко[2] в середине XIX в. разработали способы определения скорости света в пределах Земли и даже внутри лаборатории; они опирались при этом на идеи, высказанные Араго[3].

---

[1] Это новые данные, сам Ремер нашёл 1320 сек.

[2] Физо (1819—1896) и Фуко (1819 — 1868) — французские физики, которые подняли экспериментальное искусство до высокой степени точности. Труды их касаются разных областей физики.

[3] Араго (1786—1853) — выдающийся знаток физики и её истории, сделал ряд открытий в разных областях физики; как известно (см. т. II), он вместе с Ампером является основателем учения об электромагнетизме.

Б. МЕТОД ФИЗО

Физо предложил способ зубчатого колеса (1849). Сильный точечный источник света S (рис. 7) при помощи линзы L_3 посылает слегка сходящийся пучок лучей на зеркальную пластинку P; затем лучи света, отразившись от P, сходятся в F—главном фокусе линзы L_1, попадают на линзу L_1, которая превращает пучок в параллельный и направляет его на линзу L_2, собирающую лучи на поверхности сферического зеркала R. Фокусное расстояние этого зеркала равно фокусному расстоянию линзы L_2, вследствие чего лучи, отражённые зеркалом, снова попадают на линзу L_2 и, пройдя через неё, вновь становятся параллельными и возвращаются на пластинку P, где лучи частично отражаются, а частично проходят через пластинку P в окуляр O и в глаз наблюдателя. Зубчатое колесо N помещено так, что его зубцы могут преградить путь света в F; если же при повороте колеса около оси QQ в F становится промежуток между зубцами,—свет проходит через F. Таким образом, при медленном вращении колеса наблюдатель в O будет видеть мерцающий свет; при увеличении скорости настолько, что зубцы и промежутки будут сменяться примерно 10 раз в секунду, наблюдатель в O будет видеть всё время свет (уменьшённой яркости) вследствие того, что глаз сохраняет зрительные впечатления, разделённые во времени промежутком, меньшим чем 0,1 *сек.*

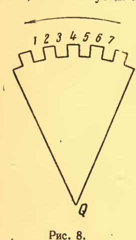


Рис. 8.

Но при дальнейшем возрастании скорости вращения явление изменяется: свет совершенно гаснет при некоторой определённой скорости вращения; это происходит тогда, когда свет, пройдя через отверстие *1* (рис. 8) и пройдя путь $FL_1L_2RL_2L_1F$, встретит зубец *2* (рис. 8), т. е. при такой скорости вращения, при которой отверстие успеет смениться соседним зубцом за то время, в течение которого свет пройдёт путь $FR+RF$. Это расстояние в установке Физо равнялось 8633 *м.*

Если удвоить скорость вращения, опять увидим свет: луч, прошедший через отверстие *1* при своём возвращении встретит отверстие *3*. При дальнейшем увеличении скорости вращения свет опять исчезнет и т. д.

Положим, что при первом исчезновении света скорость вращения такова, что колесо делает ν оборотов в секунду; пусть на нём имеется n зубцов и n промежутков. Тогда время, нужное для того, чтобы отверстие сменилось соседним зубцом, выразим так:

$$t=\frac{1}{2n\nu}\ \text{сек.};$$

в это время свет проходит расстояние $2l = FR + RF$, поэтому:

$$c = \frac{2l}{t} = 4\pi l \nu \ \frac{см}{сек}. \qquad (2)$$

Сам Физо при помощи этого метода нашёл $c = 3{,}15 \cdot 10^{10}\ \frac{см}{сек}$.

В. МЕТОД ФУКО

Схема установки Фуко такова. Свет от сильного источника S (рис. 9) проходит сквозь плоскопараллельную пластинку P

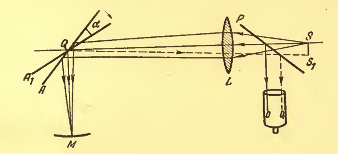


Рис. 9.

и при помощи линзы L слабо сходящимся пучком направляется на зеркало A, могущее быстро вращаться около оси Q (перпендикулярной к чертежу). Пока зеркало A неподвижно, упавшие на него лучи отражаются по направлению QM, где они встречают вогнутое зеркало M. Отразившись от вогнутого зеркала в M, свет фокусируется на зеркале A и проходит обратно тот же путь MQS, возвращаясь к источнику S. На пути к S часть света отражается от пластинки P и попадает в трубу с окулярным микрометром, где наблюдатель видит и фиксирует точку на определённом делении микрометра O (рис. 9а).



Рис. 9 а.

1. Если зеркало A станем вращать с умеренной скоростью, то в O будем наблюдать мерцающий свет, так как отражённый от вращающегося зеркала свет не всегда будет попадать в M.

2. При увеличении скорости вращения до 10 оборотов мерцание прекратится и в O всё время будет виден свет, хотя и ослабленный, вследствие того, что раздельные световые впечатления сольются в одно.

3. Но при дальнейшем возрастании скорости вращения (у Фуко — до 800 оборотов в секунду) наблюдатель заметит на шкале (рис. 9а) смещение O в положение O_1 (у Фуко на 0,7 *мм*). Измерение этого смещения и позволяет измерить скорость света.

4. Теория явления заключается в том, что при очень большой скорости вращения зеркало A успеет повернуться на некоторый малый угол α за то время, в течении которого свет пройдёт расстояние $QM + MQ = 2l$; отражённый от M луч найдёт зеркало A в положении A_1; как известно, при повороте зеркала на угол α, отражённый луч повернётся на 2α. В первоначальном опыте Фуко:

$$QM = l = 4 \text{ м}.$$

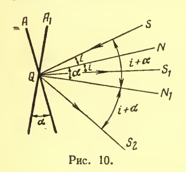


Рис. 10.

Напомним доказательство того, что угол поворота отражённого луча равен 2α при повороте зеркала на угол α.

Пусть первоначальное положение зеркала A, падающий луч SQ, отражённый QS_1 (рис. 10), QN — нормаль; после поворота зеркала в новое положение A_1 на угол α нормаль вращается на угол α в положение QN_1, а отражённый луч идёт по направлению QS_2; непосредственно из чертежа находим:

$$\angle SQS_2 = 2i + 2\alpha; \ \angle SQS_1 = 2i;$$
$$S_1QS_2 = 2\alpha,$$

что и требовалось доказать.

5. Следовательно, при повороте зеркала A (рис. 9) на угол α, отражённый пучок лучей будет иметь ось QS_1, а не QS, причём $SQS_1 = 2\alpha$. Произойдёт смещение отражённого луча $SS_1 = \alpha$, которое наблюдатель заметит и измерит в окулярном микрометре как смещение $OO_1 = d$.

6. Обозначив путь QM, проходимый светом между двумя зеркалами, через l, имеем:

$$c = \frac{2l}{t}; \tag{a}$$

здесь t — число секунд, в течение которых зеркало A повернулось на угол α; поэтому:

$$\frac{t}{T} = \frac{\alpha}{2\pi}; \ t = \frac{\alpha T}{2\pi} = \frac{\alpha}{2\pi\nu}; \tag{б}$$

здесь ν — число оборотов зеркала в секунду. Подставим найденное значение t в формулу (а):

$$c = \frac{4\pi\nu l}{\alpha}.$$

Вопрос сводится к определению α, так как ν и l определяются заранее из непосредственных измерений. Пусть $QS = R$; из треугольника SQS_1 имеем:

$$d = R \operatorname{tg} 2\alpha; \ \operatorname{tg} 2\alpha = \frac{d}{R};$$

угол α весьма мал, поэтому (§ 18):

$$\alpha = \frac{d}{2R}.$$

Итак, выражаем c через измеряемые при эксперименте величины:

$$c = \frac{2l}{d} \cdot 4\pi\nu R. \qquad (3)$$

Сам Фуко получил $c = 2{,}98 \cdot 10^{10}\ \frac{см}{сек}$.

9. В установке Фуко было два недостатка: 1) малое смещение d вследствие малого расстояния l (l — максимально 20 *м*); 2) нельзя было ручаться за постоянство ν — числа оборотов. Дальнейшие исследования по этому методу стремились устранить эти недостатки и повысить точность определения c.

Наилучших результатов по методу Фуко достиг М а й к е л ь с о н, в течение ряда лет повышая точность и контролируемость всей установки и её деталей (1874 – 1926).

Измерение скорости вращения зеркала, насаженного на ось воздушной турбины, производилось при помощи сравнения числа оборотов зеркала с числом колебаний стандартного камертона ($\nu = 256$), выверенного по маятнику астрономических часов и приводимого в колебание электромагнитом (в последних опытах — ламповым колебательным контуром); луч света, отражённый от вращающегося зеркала, падал на зеркальце, прикреплённое к ножке камертона, которое посылало лучи света в трубу. Если число колебаний камертона ν и зеркала были равны, то пятно света в трубе было неподвижно; если этого равенства не было, возникали биения (I, § 141); тогда ν зеркала равнялось сумме числа колебаний камертона и числа биений в секунду. Скорость вращения можно было регулировать, изменяя ток воздуха в турбине. Порядок точности измерения ν может быть принят $5 \cdot 10^{-6}$.

Вращающееся зеркало A заменено вращающейся 8-гранной, а затем 32-гранной призмой, выверенной с помощью интерферометра (§ 59). Это усовершенствование в связи с установкой длиннофокусной линзы L между Q и M и с увеличением расстояния l сначала до 600 *м*, затем всей установки до 35 *км*[1]

[1] Между горами Вильсон и Сант-Антонио близ Пассадены, в Калифорнии, $l = 40{,}5$ *км*.

позволило получить более яркое изображение S_1^* и большее смещение d (до 150 *мм*), измеряемое с точностью до 10^{-5}. Число оборотов доходило до 1060 в секунду.

Окончательный результат, полученный в 1926 г., Майкельсон выразил так:

$$c = [299796 \pm 1]\ \frac{км}{сек},$$

$$c = [2{,}99796 \pm 10^{-5}] \cdot 10^{10}\ \frac{см}{сек}.$$

Итак, рассмотрев результаты основных методов измерения скорости света, в среднем можем принять;

$$c = 3 \cdot 10^{10}\,\frac{см}{сек}.$$

Заметим, что опыт Фуко первоначально был задуман и осуществлён (1850) не для абсолютного измерения скорости света, а для сравнения скорости света в воздухе («пустоте») и в более преломляющей среде, например, воде. Это сравнение в то время было в высшей степени важно, так как оно играло решающую роль в вопросе о волновой и корпускулярной природе света.

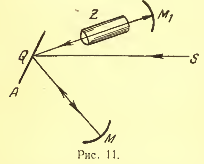


Рис. 11.

В этих опытах, кроме зеркала M (рис. 9), в установке Фуко монтируется ещё зеркало M_1 (рис. 11), так чтобы $QM = QM_1$. На пути QM_1 ставилась труба Z с водой (или заполненная другой, сильно преломляющей средой). Тогда в процессе опыта Фуко видим в окулярном микрометре два смещения d_1 и d_2, зависящие от прохождения света по оптически разным путям QM и QM_1. Выражая эти смещения по формуле (3):

$$d_1 = \frac{8\pi\nu lR}{v_1}; \quad d_2 = \frac{8\pi\nu lR}{v_2},$$

мы можем сравнить v_1 и v_2 — скорости света в воздухе и в воде:

$$\frac{v_1}{v_2} = \frac{d_2}{d_1}.$$

Опыт даёт $d_1 < d_2$; это значит, что $v_1 > v_2$, т. е. скорость света в воздухе больше, чем в среде заполняющей трубу Z. Эти же опыты приводят к соотношению:

$$\frac{d_2}{d_1} = \frac{v_1}{v_2} = \frac{\sin i}{\sin r} = n_{12},$$

которое позволяет измерять показатели преломления разных сред; оно вновь экспериментально подтверждает ранее установленное (§ 4) положение, что показатель преломления при переходе света из первой среды во вторую численно равен отношению скоростей света в этих средах.

IV. ОТРАЖЕНИЕ ЛУЧЕЙ СВЕТА

10. Сделаем краткий обзор сведений[1] об отражении и преломлении лучей.

А. ПЛОСКОЕ ЗЕРКАЛО

Из светящейся точки S (рис. 12) падает на плоское зеркало LL_1 расходящийся пучок лучей; построив углы падения лучей SO, SO_1,

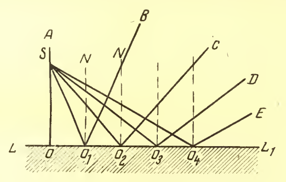


Рис. 12.

SO_2 и углы их отражения, найдём и самые отражённые лучи, которые идут тоже расходящимся пучком. Находясь под впечатлением этого расходящегося пучка отражённых лучей (рис. 13), мы по свойству нашего зрения продолжаем эти лучи за зеркало и представляем себе, что они выходят из точки S_1, в которой пересекаются их мысленные продолжения; эта точка называется мнимым изображением точки S. Мнимым потому, что на самом деле лучей за зеркалом нет, нет и их пересечения S_1; нам только кажется

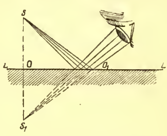


Рис. 13.

[1] См. учебники средней школы.

по свойству нашего глаза, что расходящийся пучок лучей выходит из одной точки S_1, якобы лежащей за зеркалом (рис. 13) на расстоянии $OS_1=OS$.

Б. СФЕРИЧЕСКИЕ ЗЕРКАЛА

11. Из сферических зеркал условимся рассматривать только такие, которые представляют малую часть сферы. Пусть AB представляет собой сферический сегмент (рис. 14), которому соответствует небольшой центральный угол (градусов 5). Если отполировать внутреннюю часть сегмента, то мы получаем вогнутое сферическое зеркало; прямая MC, проходящая через центр C и вершину сегмента M, называется главной осью зеркала. Если отполировать внешнюю часть сегмента, то мы получим выпуклое зеркало.

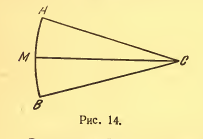


Рис. 14.

Вышеприведённое условие можно иначе формулировать так: будем рассматривать только такие лучи, которые близки к главной оси и составляют с ней лишь малые углы; такие лучи называются параксиальными.

Если на вогнутое сферическое зеркало падает от удалённого источника параллельный пучок лучей, то после отражения зеркало собирает лучи пучка в одной точке S_1. Если падающий на зеркало пучок лучей параллелен главной оси (рис. 15), то лучи после отражения собираются в точке F на главной оси, называемой главным фокусом зеркала.

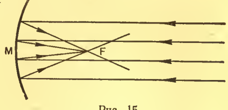


Рис. 15.

Главный фокус — вполне определённая и единственная точка для данного зеркала—находится на середине его радиуса.

Будем называть расстояние главного фокуса до зеркала FM главным фокусным расстоянием и обозначать его через F; если R—радиус зеркала, то

$$F=\frac{R}{2}. \tag{1}$$

Из светящейся точки S (рис. 16), находящейся на главной оси вогнутого зеркала, падает на него расходящийся пучок лучей; после отражения эти лучи вновь пересекутся в некоторой точке S_1, тоже лежащей на главной оси.

Будем называть лучи, выходящие из одной точки или пересекающиеся в одной точке, лучами гомоцентрическими; тогда высказанное положение можно формулировать так: гомоцентрический пучок лучей после отражения от сферического зеркала останется гомоцентрическим.

При выше указанном условии — малом угле ACB (рис. 14) между величинами $MC=R$ — (радиус зеркала), $MS=d$ — (расстояние точки до зеркала) и $f=S_1M$ (рис. 16) можно установить соотношение, называемое формулой вогнутого сферического зеркала:

$$\frac{1}{d}+\frac{1}{f}=\frac{2}{R}; \quad \frac{1}{d}+\frac{1}{f}=\frac{1}{F}. \quad (2)$$

Рис. 16.

Для выпуклого зеркала имеем формулу:

$$\frac{1}{d}+\frac{1}{f}=-\frac{1}{F}.$$

Если $d=F$, т. е. источник света помещён в фокусе зеркала, то из (2) находим $f\to\infty$, отражённый пучок параллельных лучей (прожектор).

V. ПРЕЛОМЛЕНИЕ ЛУЧЕЙ

А. ПРЕЛОМЛЕНИЕ НА ПЛОСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ

12. Применим законы преломления к некоторым частным, имеющим большое значение, случаям.

Рассмотрим ход луча через пластинку, ограниченную параллельными плоскостями AB и CD (рис. 17). Обозначив соответственно показатели преломления при переходе из первой среды во вторую и обратно через n_{12} и n_{21}, имеем:

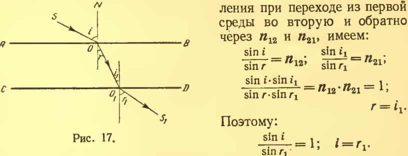


Рис. 17.

$$\frac{\sin i}{\sin r}=n_{12}; \quad \frac{\sin i_1}{\sin r_1}=n_{21};$$

$$\frac{\sin i\cdot\sin i_1}{\sin r\cdot\sin r_1}=n_{12}\cdot n_{21}=1;$$

$$r=i_1.$$

Поэтому:

$$\frac{\sin i}{\sin r_1}=1; \quad i=r_1.$$

Это значит, что луч из плоскопараллельной пластинки выходит под тем же углом, под которым он на неё падает. Луч, вышед-

ший O_1S_1 параллелен лучу падающему SO, но смещён по отношению к лучу SO на расстояние $O_1K = x$ (рис. 18); если бы не было пластинки, луч шёл бы по пути SOS_2, а из пластинки он выходит по направлению O_1S_1:

$$x = OO_1 \cdot \sin(i - r); \quad OO_1 = \frac{d}{\cos r};$$

$$x = \frac{d \cdot \sin(i-r)}{\cos r}. \tag{3}$$

Так смещение луча зависит от толщины пластинки d.

Преломление гомоцентрического пучка лучей на плоской поверхности (рис. 19) вообще нарушает его гомоцентричность. Рассмотрим пучок лучей SO_1, SO_2, $SO_3 \ldots$, падающий на плоскую границу двух сред AO. Для луча SO_1 имеем соотношения:

$$OO_1 = OS \operatorname{tg} i_1,$$

$$OO_1 = OS_1 \operatorname{tg} r_1;$$

$$OS \operatorname{tg} i_1 = OS_1 \operatorname{tg} r_1;$$

$$OS_1 = OS \frac{\operatorname{tg} i_1}{\operatorname{tg} r_1}.$$

Рис. 18.

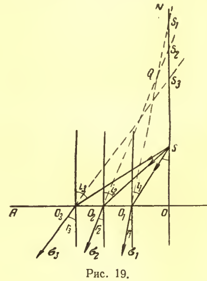


Рис. 19.

Так же для иных лучей:

$$OS_2 = OS \frac{\operatorname{tg} i_2}{\operatorname{tg} r_2}; \quad OS_3 = OS \frac{\operatorname{tg} i_3}{\operatorname{tg} r_3} \ldots$$

Отношение появившихся тангенсов непостоянно для разных i и r, так как по закону преломления для них постоянно отношение синусов.

Это значит — пересечение продолженных преломленных лучей $O_1\sigma_1$, $O_2\sigma_2$, $O_3\sigma_3 \ldots$ происходит не в одной точке (рис. 19), пучок стал негомоцентричным. Такой астигматический[1] пучок

[1] Греч. στίγμα — точка, астигматический — не из точки.

не даёт изображения точки в виде точки, но где-нибудь в области пересечения отдельных лучей Q (рис. 19) глаз увидит светлое пятно или какую-либо прихотливую фигуру трёх измерений (рис. 20). Это пятно можно принять за искажённое изображение точки S.


Рис. 20.

При небольших углах i и r, когда отношения тангенсов можно заменить отношениями синусов, вышенаписанные формулы дают для OS_1, OS_2, $OS_3 \ldots$ одно и то же постоянное значение; тогда астигматизм исчезает, и точка в пределе при таких близких к нормали («параксиальных») лучах изображается точкой.

Б. ПРИЗМА

13. Как известно, белый луч SO, пройдя через стеклянную призму, во-первых, отклоняется от своего направления к её основанию (рис. 21) и, во-вторых, разлагается, образуя на экране LL цветную полосу $K\Phi$ — спектр. Отвлекаясь пока от этого последнего явления, называемого дисперсией[1] света, рассмотрим сначала только первое явление — ход луча в призме,

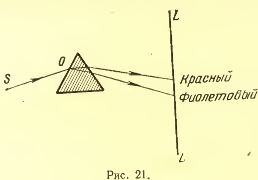


Рис. 21.

полагая, что в неё вступает одноцветный — монохроматический[2] — луч (красный, зелёный и т. д.); как призма меняет его направление?

1. Пусть ABC — сечение призмы (рис. 22); на грань BA падает монохроматический луч SO; угол A будем называть преломляющим углом призмы. Входя в призму под углом $i = SON$, луч SO

[1] Лат. *dispergere* — рассеивать, разбрасывать.
[2] Греч. Μόνος — один.

преломляется, приближаясь к нормали NO. Внутри призмы луч идёт прямолинейно OO_1; в точке O_1 он выходит из призмы по направлению O_1S_1, отклоняясь от нормали O_1N_1; угол $S_1O_1N_1$ называем углом выхода луча. Следовательно, по выходе из призмы луч отклонён от своего начального направления SOS_2 на угол $\alpha = S_2DS_1$ к основанию призмы BC, а глаз, рассматривающий точку S через призму, видит её по направлению $S_1O_1S_3$, т. е. изображение S приподнято из своего действительного места.

2. Угол α, оценивающий преломляющее действие призмы для луча данной цветности, зависит от преломляющего угла и от углов, под которыми луч входит и выходит из призмы:

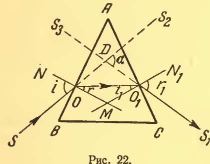


Рис. 22.

$$\alpha = DOO_1 + DO_1O;$$
$$\alpha = i - r + r_1 - i_1;$$
$$\alpha = i + r_1 - (r + i_1); \qquad r + i_1 = A;$$
$$\alpha = i + r_1 - A. \qquad (4)$$

Такова искомая связь, выражающая закон отклонения луча призмой.

3. Опыт показывает, что если вращать призму так, чтобы уменьшался угол отклонения α, то наступает момент, когда α имеет наименьшее значение, при дальнейшем вращении в ту же сторону (например, против стрелки часов, рис. 22), угол α вновь начинает возрастать.

Опыт и теория показывают, что это явление наименьшего отклонения наступает при симметрии хода лучей относительно граней призмы, т. е. при $i = r_1$ и $r = i_1$.

4. При наименьшем отклонении $i = r_1$ и $i_1 = r$; поэтому:

$$\alpha = 2i - A; \qquad 2r = A;$$
$$i = \frac{\alpha + A}{2}; \qquad r = \frac{A}{2};$$

закон преломления принимает вид:

$$n = \frac{\sin\frac{\alpha + A}{2}}{\sin\frac{A}{2}}. \qquad (4')$$

Как видно из этой формулы, измерив углы A и α, находим показатель преломления вещества призмы n.

5. Для измерения углов в оптике постоянно употребляется прибор гониометр (рис. 23). Основные части гониометра — разделённый круг с нониусами N_1 и N_2, две трубы L_1 и L_2 и вращающийся столик P (рис. 24). I труба L_1 неподвижно закреплена, в конце её щель S, перед которой нахо-

дится источник света; щель помещеиа в фокусе линзы L_1, которая иаправляет далее параллельиый пучок лучей (иа призму); эта труба иазывается коллиматор[1].

II труба перемещается по кругу; с ией связаны иоииусы N_1 и N_2, при помощи которых угловое перемещение этой трубы L_2 можио отсчитывать на разделёиноm круге (лимбе).

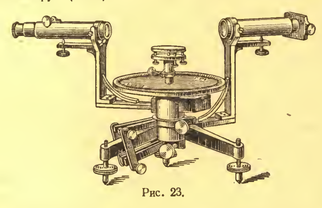


Рис. 23.

Разработаио много способов для измереиия преломляющих углов призм или углов между гранями кристаллов. Один из простейших способов выполняется так. Устаиовим трубу L_2 так, чтобы в иеё отразился и попал иа крест нитей окуляра луч, перпендикуляриый к грани AC призмы (рис. 24); затем переводим трубу в такое положение, чтобы в неё попал луч, перпеидикуляриый к граии AB. Положим, что при этом пришлось трубу L_2 повериуть иа угол φ; тогда преломляющий угол призмы $A = 180^\circ - \varphi$. Коиечио, выполнение этого измерения требует предварительиой тщательиой установки аппарата (иапример, иеобходимо, чтобы цеитр лимба совпадал с цеитром описаииого около ABC круга, чтобы рёбра призмы были перпендикуляриы к плоскости лимба, и т. д.).

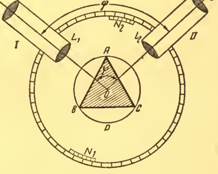


Рис. 24.

Зная преломляющий угол даииой призмы A, получаем в трубе L_2 изображение щели S (рис. 24) и, вращая столик с призмой, определяем угол α иаимеиьшего отклонеиия. Тогда по формуле (4′) вычисляем значение показателя преломлеиия вещества призмы.

14. Гомоцеитрический пучок лучей после преломлеиия в призме стаиовится иегомоцеитрическим (§ 12); поэтому, рассматривая через призму какой-либо предмет, видим его искажёиное изображение вследствие астигматизма; точки изображеиия располагаются иеодинаково в плоскости сечеиия ABC и в плоскостях, параллельиых ребру. Опыт показывает, что иаимеиьшее

[1] Испорчеииое латииское слово — коллииеатор — прямо иаправляющий.

искажение вследствие астигматизма изображения получается при симметричном ходе лучей, т. е. при установке призмы на наименьшее отклонение.

Астигматизм сводится к минимуму в тонких призмах, при малых углах падения, т. е. для лучей, идущих близко к нормали.

Если имеем тонкую призму, т. е. если $A=r+i_1$ мало и если угол падения i тоже мал, т. е. луч падает на грань призмы почти перпендикулярно, то в законе преломления:

$$\frac{\sin i}{\sin r}=n; \quad \frac{\sin i_1}{\sin r_1}=\frac{1}{n}$$

можем заменить отношение синусов отношением соответствующих дуг:

$$\frac{i}{r}=n; \qquad \frac{i_1}{r_1}=\frac{1}{n};$$

$$i=nr; \qquad r_1=ni_1. \tag{5}$$

Допустимость этой замены ясна из следующей таблицы:

Дуга φ	sin φ	tg φ	Δ
1°	0,0174524	0,0174551	0,0000027
2°	0,0348995	0,0349208	0,0000213
3°	0,0523359	0,0524078	0,0000719

Как известно:

$$\operatorname{tg}\varphi > \varphi > \sin\varphi.$$

Отсюда:

$$\operatorname{tg}\varphi-\varphi < \operatorname{tg}\varphi-\sin\varphi; \qquad \varphi-\sin\varphi < \operatorname{tg}\varphi-\sin\varphi.$$

Поэтому, если при малых углах заменим $\sin\varphi$ или $\operatorname{tg}\varphi$ через дугу φ, то погрешность δ, при этом допускаемая, будет меньше, чем разность Δ, определяемая вышеприведённой таблицей; так для $\varphi=1^\circ$ эта погрешность

$$\delta=\frac{\pi\cdot 1}{180}-\sin 1^\circ$$

будет меньше 0,0000027.

Преобразовав на основании формул (5) выражение угла α (формула 4), находим:

$$\alpha=n(r+i_1)-A; \qquad \alpha=(n-1)A. \tag{6}$$

Так определяется отклонение тонкой призмой луча данной цветности.

В. ПРЕЛОМЛЕНИЕ НА СФЕРИЧЕСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ

1. Введение

15. Гомоцентрический пучок лучей из точки S падает на поверхность сферы (рис. 25), разделяющую две среды, например воздух и стекло. Являются вопросы: 1) после преломления остаётся ли пучок гомоцентрическим, т. е. пересекутся ли пре-

ломлённые лучи в одной точке; 2) если такая точка есть, то где она находится. Ответы на эти вопросы решают общую задачу оптотехники — теории и практики построения оптических инструментов, прежде всего микроскопов, астрономических труб и других аппаратов, позволяющих столь глубоко изучать мир, в котором мы живём.

Связь между величинами, характеризующими преломление на сферической поверхности, устанавливается довольно простыми

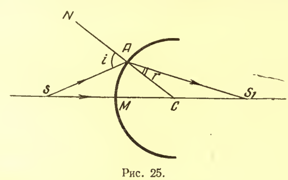


Рис. 25.

рассуждениями. Обозначив радиус сферы CA через R (рис. 25) и положив $SA=f$, $AS_1=f_1$, находим:

$$\text{пл. } \triangle SAC + \text{пл. } \triangle CAS_1 = \text{пл. } \triangle SAS_1;$$

$$\frac{1}{2} fR \sin i + \frac{1}{2} f_1 R \sin r = \frac{1}{2} f \cdot f_1 \sin(i-r);$$

$$\frac{1}{f_1} \cdot \frac{\sin i}{\sin r} + \frac{1}{f} = \frac{1}{R} \frac{\sin(i-r)}{\sin r};$$

по формуле 4 § 4:

$$\sin i \cdot n_1 = \sin r \cdot n_2; \quad \frac{\sin i}{\sin r} = \frac{n_2}{n_1};$$

поэтому:

$$\frac{n_1}{f} + \frac{n_2}{f_1} = \frac{1}{R} [n_2 \cos r - n_1 \cos i]. \qquad (1)$$

Это основное уравнение «оптотехники» — теории и конструкции оптических инструментов. Оно связывает направление падающего на сферическую поверхность луча SA с преломленным лучом AS_1 и определяет положение точки S_1—изображения светящейся точки S. Применяя это уравнение дважды к выпуклой и вогнутой поверхности, получим уравнение сферического стекла — линзы, а затем и системы многих линз.

Этот, повидимому, столь простой план встречает неимоверные трудности математического характера, благодаря сложности строе-

ния второй части уравнения; величайшие усилия многих знаменитых математиков в течение трёх веков привели к возможности лишь приближённых решений вопроса, дающих ту или другую степень точности.

Исторически при этом возрастании точности исследований можно отметить три этапа развития оптотехники:

1. Первое, весьма важное и плодотворное приближение состоит в том, что 1) линзы считают настолько тонкими, что можно пренебречь их толщиной при расчёте хода лучей; 2) углы i и r считают такими малыми, что вместо их тригонометрических функций можно взять соответствующие дуги; следовательно, лучи идут близко к оптической оси линзы, образуя параксиальный пучок (Галилей, Кеплер, 1611).

2. Толстые линзы, но лучи параксиальные; так обстоит дело в астрономических и земных трубах (Гаусс, 1840).

3. Широкие пучки лучей, толстые линзы; микроскоп (Эйлер, 1769, Аббе, 1873, Релей, 1896).

2. Тонкие сферические линзы

16. Опыт показывает, что при преломлении лучей в сферических линзах расходящийся пучок лучей, вышедших из светящейся точки, пройдя через линзу, обращается в сходящийся (рис. 26) или стано-

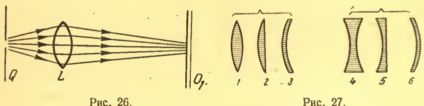


Рис. 26. Рис. 27.

вится ещё более расходящимся. Поэтому линзы разделяются на собирающие (1, 2, 3) и рассеивающие (4, 5, 6); у первых толще середина, у вторых—края (рис. 27).

Введём основные определения и условия.

1. Прямая, проходящая через центры сферических поверхностей O_1 и O_2 (рис. 28), называется главной оптической осью линзы.

2. Луч, идущий по главной оптической оси стекла, идёт без преломления—он идёт по нормали к поверхности стекла (угол падения 0°).

Опыт показывает, что во всякой линзе есть на главной оптической оси точка, через которую луч любого направления идёт, почти не преломляясь. Эту точку O (рис. 28), через которую лучи идут, почти не преломляясь, называем оптическим центром линзы; прямые

$A_1B_1C_1D_1$, $A_2B_2C_2D_2$ и т. д., проходящие через оптический центр, наклонно к главной оси, носят название побочных осей.

3. Опыт показывает, что лучи A_1B_1, A_2B_2, A_3B_3..., параллельные главной оптической оси, после преломления в стекле пересекаются в одной точке F (рис. 29), лежащей на главной оптической оси. Эта точка F, в которой пересекаются после преломления лучи, параллельные главной оси, называется **главным фокусом линзы**, а расстояние её до оптического центра линзы называется главным фокусным расстоянием F. Каждая линза имеет два главных фокуса, симметрично расположенных по обе стороны линзы[1].

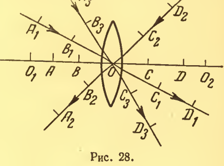


Рис. 28.

4. Проведя побочную ось OA (рис. 30), найдём, что все лучи, параллельные этой побочной оси, после преломления в стекле пересекутся почти в одной точке F_1, лежащей на побочной оси; это фокус на побочной оси.

5. Мы рассматривали двояковыпуклую линзу; те же определения имеют значение для всякой иной линзы, например для двояковогнутой.

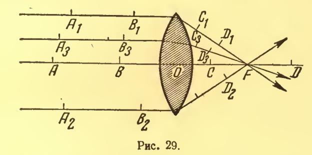


Рис. 29.

Так, по отношению к двояковогнутой линзе можно установить: 1) во всякой двояковогнутой линзе есть точка O (рис. 31), через которую лучи идут, почти не преломляясь—это оптический центр линзы; 2) параллельный пучок лучей, идущий параллельно оптической оси, после преломления в линзе, становится расходящимся (рис. 32); если смотреть через линзу (навстречу расходящемуся пучку лучей), то лучи, параллельные главной оптической оси,

[1] Если показатели преломления среды с обеих сторон линзы одинаковы.

представляются нам выходящими из одной точки F, которая называется мнимым главным фокусом.

6. Для приближённой теории линз, как уже было сказано, имеем два основных условия. Мы будем предполагать, что: 1) линзы,

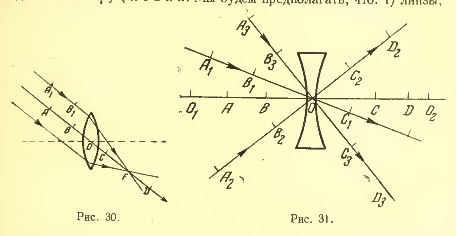


Рис. 30. Рис. 31.

с которыми мы имеем дело, очень тонки (толщина 5—10 *мм*); 2) их поверхности представляют очень малые части тех сферических поверхностей, из которых они вырезаны (рис. 33), углы AO_1B и AO_2B очень малы, тогда лучи, падающие на линзу, близки к оптической оси и образуют параксиальный пучок.

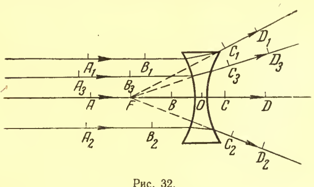


Рис. 32.

Если эти условия выполнены, то можно отбросить слово «почти», которое входит в наши определения, и считать, что лучи действительно пересекаются в одной точке.

Но лучи, удалённые от оси OA, сильнее преломляются и встречают ось ближе к стеклу (рис. 34), чем лучи, близкие к оси OA. Это

уклонение от гомоцентричности преломлённых лучей называется сферической аберрацией; если в точке A поставить экран, то на нём можно заметить большее или меньшее пятно света, а не точку. Если же мы берём тонкие линзы и лучи, близкие к оптической оси, то можем пренебречь сферической аберрацией; полагаем, что точка после преломления пучка лучей в линзе изобразится точкой. Для таких оптических систем теория весьма упрощается; этот первый этап приближённой теории (стр. 28) уже имеет большое значение при конструировании оптических инструментов.

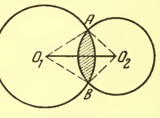


Рис. 33.

17. Из точки S на оптической оси тонкой двояковыпуклой линзы падает на её поверхность расходящийся параксиальный пучок лучей (рис. 35); основной вопрос теории: после преломления собирётся ли этот пучок в некоторой точке S_1, т. е. изобразится ли точка S точкой? Будет ли пучок преломлённых лучей гомоцентрическим?

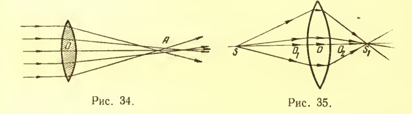


Рис. 34. Рис. 35.

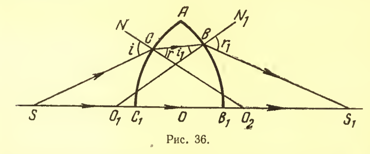


Рис. 36.

Возьмём произвольный луч SC из пучка, выходящего из S (рис. 36), и построим его ход внутри линзы. Оговорка — линза изображена толстая, чтобы видеть ход луча, на самом деле её толщина ничтожна по сравнению с другими длинами: $SO = d$,

$OS_1 = f$, $O_1B = R_1$, $O_2C = R$. Видим, что ход лучей в линзе подобен ходу лучей в призме (рис. 22). На рисунке 37 схематически имеем линзу LL_1, O_1C и O_2C—нормали к передней и задней поверхности, d — расстояние точки S до линзы, f — расстояние до линзы точки S_1, где преломлённый луч CS_1 встретил луч SOS_1, идущий по нормали. Пересекутся ли в этой точке S_1 все лучи параксиального пучка, вышедшего из точки S?

Принимая во внимание условия приближённой теории тонких линз и параксиальных лучей, положим в общей формуле (I) $\cos i = \cos r = 1$ и вместо f и f_1 введём расстояния до линзы от S и S_1, обозначив их через d и f; зат м эту упрощённую формулу

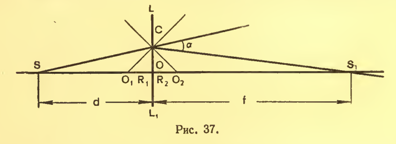


Рис. 37.

применим два раза к передней и задней сферической поверхности линзы; тогда получим формулу двояковыпуклых тонких линз при параксиальных лучах:

$$\frac{1}{d} + \frac{1}{f} = (n-1)\left[\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}\right]. \qquad (2)$$

Конечно, эту же формулу можно получить при помощи обычного элементарного вывода[1].

Правая ч сть этого уравнения — постоянная величина для данного вещества линзы (n) и для данной её формы (R_1 и R_2); физическое значение этой величины выясняем, положив $d \to \infty$, т. е. предположив параллелизм падающих лучей; тогда: $f = F$, главному фокусному расстоянию линзы:

$$\frac{1}{F} = (n-1)\left[\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}\right]; \quad F = \frac{1}{(n-1)\left[\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}\right]}; \qquad (3)$$

и формулу линз записываем кратко:

$$\frac{1}{d} + \frac{1}{f} = \frac{1}{F}. \qquad (4)$$

Самый вид этой формулы даёт ответ на поставленный выше вопрос: положение точки S_1 при постоянном F, определяемое

[1] См. учебники средней школы.

расстоянием f, зависит только от положения точки S, определяемого расстоянием d; это значит — гомоцентрический пучок лучей из S после преломления остаётся гомоцентрическим, точка S изобразится точкой S_1, положение которой известно:

$$f = \frac{dF}{d-F} = \frac{F}{1-\frac{F}{d}}.$$

Чем меньше фокусное расстояние, тем «сильнее» линза, тем ближе к линзе пересекаются преломлённые в ней лучи. Поэтому вводят величину:

$$D = \frac{1}{F},$$

обратную F, и принимают её как характеристику оптической силы линзы. Если F выражено в метрах, то оптическая сила линзы D выражается в диоптриях; так, если $F = 25$ *см*, то $D = 4$ диоптрии.

Если точка после преломления пучка при указанных условиях изображается точкой, то обеспечено получение чёткого изображения предмета, которое может быть получено для разных его положений перед линзой, причём возникают увеличенные и уменьшенные изображения[1].

Всё это исследование имеет значение и для иных типов тонких линз, причём надо принимать во внимание величины и знаки R_1 и R_2. Так, для плосковыпуклой линзы (рис. 27, 2) полагаем $\frac{1}{R_1} = 0$ и формула (3) принимает вид:

$$F_1 = \frac{1}{(n-1)\frac{1}{R_2}}; \quad F_1 > F, \text{ но } D_1 < D.$$

Для двояковогнутой линзы имеем:

$$\frac{1}{d} + \frac{1}{f} = -(n-1)\left[\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}\right];$$

$$\frac{1}{d} + \frac{1}{f} = -\frac{1}{F}. \tag{4'}$$

VI. ОБОБЩЕНИЕ ТЕОРИИ ЛИНЗ

А. НЕДОСТАТКИ ИЗОБРАЖЕНИЙ

18. Приближённость изложенной теории начинает сказываться, если её приходится применять в оптотехнике—при построении оптических инструментов и при работе с ними. В астрономических и земных трубах, в микро-

[1] См. учебники средней школы.

скопах имеем дело с линзами значительной толщины и с широкими, далёкими от оси пучками лучей, разнообразно к ней наклонёнными. При этом обнаруживаются искажения изображений, общая причина которых заключается в том, что гомоцентрический пучок лучей после преломления становится негомоцентрическим; это явление обусловлено следующими обстоятельствами:

1. Сферическая аберрация — пересечение оси в разных точках преломлёнными лучами, вышедшими из одной точки на оси (рис. 34). Получаются размытые изображения.

2. Кома[1] — аберрация пучка, имеющего центр не на оси; точка изображается в виде светлого пятна, несимметрично освещённого.

3. Астигматизм (стр. 32) косых пучков, направленных под большими углами к оси. Теория показывает, что изображения точек, расположенных на прямой AB в одной плоскости, от которых на оптическую систему

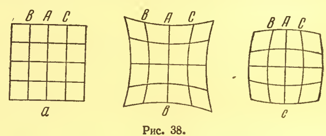


Рис. 38.

падают сильно наклонённые к оси лучи, располагаются не в одной плоскости; возникают два несовпадающих, искривленных изображения прямой.

4. Дисторсия[2] — изображение предмета (рис. 38) не является подобным объекту; происходит искривление прямых (B и C) вследствие того, что линейное увеличение неодинаково в разных расстояниях от центра оптической системы.

К этим недостаткам изображений, которые имеют общую причину, надо ещё прибавить хроматическую аберрацию — спектральную окраску изображения как следствие дисперсии в линзе.

Можно сказать, что современное искусство оптотехники практически преодолело все указанные трудности, и в настоящее время при помощи особых приёмов шлифовки и подбора стёкол имеем оптические системы, свободные от перечисленных недостатков. Но для возможности этой практики и для её обоснования потребовались грандиозные теоретические изыскания многих учёных, среди которых особенно надо отметить таких великих исследователей, как Эйлер, Даламбер, Гаусс, Аббе и Релей, которые дали совершенную теорию оптических инструментов.

В наше время эту теорию по новому пути продвинул Д. Д. Максутов.

19. Воспроизведение неискажённых, отчётливых изображений сводится к возможному устранению перечисленных выше недостатков, а это приводит к необходимости подбора и сочетания разных сортов и типов стёкол, что доведено современными оптиками до высокой степени совершенства.

В настоящее время многие учреждения выработали и освоили приёмы варки высоких сортов оптического стекла; у нас во главе этой важной для военных и мирных целей промышленности стоит Государственный оптиче-

[1] Греч. Κόμα — прядь волос.
[2] Лат. Distortio — искривление.

ский институт (Ленинград), созданный усилиями академика Д. С. Рождественского[1].

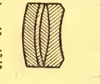
Оптическое стекло имеет очень сложный состав, который постепенно определялся сообразно требованиям приборостроения. В виде примера приведём состав некоторых сортов стекла:

1) Лёгкий флинт ($n=1{,}5480$); SiO_2—61%; Na_2O—4,5; K_2O—8; PbO—26,3; As_2O_3—0,2.

2) Тяжёлый флинт ($n=1{,}7550$); SiO_2—31,6%; K_2O—2,8; PbO—65,3; As_2O_3—0,2.

3) Баритовый крон ($n=1{,}5302$); SiO_2=63,1%; B_2O_3—3,2; Na_2O—3,1; K_2O—10,4; BaO—14,7; ZnO—5,2; As_2O_3—0,2.

4) Тяжёлый крон ($n=1{,}5726$); SiO_2—50,2%; B_2O_3—3,3; K_2O—6,1; BaO—30,2; ZnO—9,5; Sb_2O_3—0,5; As_2O_3=0,1.



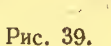


Рис. 39.

Объектив астрономической трубы (рис. 39), фотоаппарата (рис. 39а) или микроскопа (рис. 39 б) всегда представляет собой сложное сочетание линз, называемое центрированной системой, так как центры этих линз лежат на одной прямой. Г а у с с дал теорию (1838) центрированной системы для параксиальных лучей. Можно сказать, что это теория астрономической и земной трубы, в которых

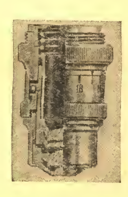


Рис. 39а.

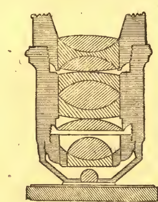


Рис. 39б.

поле зрения весьма сужено, и поэтому лучи идут очень близко к оси системы, параксиально. В микроскопе и фотоаппарате идут широкие, внеосевые пучки лучей; полную теорию центрированной системы для микроскопа дал А б б е

Б. ТОЛСТЫЕ ЛИНЗЫ

20. Рассмотрим основные положения теории Гаусса.

Опыт устанавливает, что параллельный пучок параксиальных лучей, идущих слева направо (рис. 40), после преломления в центрированной системе

---

[1] Р о ж д е с т в е н с к и й Дмитрий Сергеевич (1876—1940), профессор Ленинградского университета; ему принадлежит ряд выдающихся экспериментальных работ по оптике и по строению атомов. Основал Государственный оптический институт (1918) и был первым его директором. Дал новую теорию микроскопа.

толстой линзы O_2OO_1 пересекается в одной точке, в главном фокусе системы F_1; также для параллельного пучка справа имеем фокус F_2.

Продолжив луч N_1F_1, вышедший из системы, назад до пересечения его с направлением S_1A_1 (рис. 41) до входа в линзу, определим точку L_1; проведя через L_1 плоскость, перпендикулярную к оси O_2OO_1, построим так называемую первую **главную плоскость** L_1H_1 нашей системы; точка H_1 пересечения этой плоскости с осью называется первой **главной точкой** системы. Такое же построение для параллельных лучей, идущих справа налево, например для луча S_2A_2, направленного после преломления по N_2F_2, определяет второй главный фокус системы F_2, вторую главную плоскость L_2H_2 и вторую главную точку H_2 рассматриваемой системы O_2O_1. Обратно, если луч F_2N_2 падает на систему слева направо по направлению F_2N_2, то по свойству взаим-

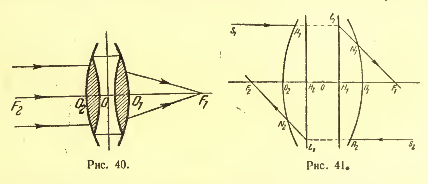


Рис. 40. Рис. 41.

ности лучей, падающих и преломлённых (§ 3, IV), после преломления на плоскости L_2 он выходит из системы по направлению A_2S_2. Обозначим расстояния F_1H_1 и F_2H_2 фокусов до главных плоскостей через S_1 и S_2.

21. Предмет AB находится на расстоянии $d=S_2+x_2$ (рис. 42) от главной плоскости системы L_2; выберем из пучка лучей, идущих от A, луч AN_1

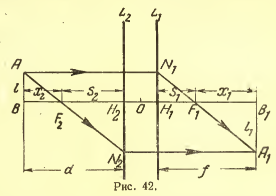


Рис. 42.

параллельный оси, и AN_2, идущий через главный фокус F_2. Выполнив относительно этих лучей предыдущее построение (преломление на плоскостях L_1 и L_2), находим точку их пересечения A_1 — изображение точки A; в точке A_1 пересекутся после преломления все параксиальные лучи, вышедшие из точки A. Применив это построение ко всякой точке предмета AB, находим его изо-

браженне A_1B_1. Обозначив линейные размеры предмета AB через $l=AB$ и изображения через $l_1=A_1B_1$, находим линейное увеличение N:

$$N=\frac{l_1}{l}. \tag{1}$$

Из подобных треугольииков имеем:

$$\frac{s_2}{x_2}=\frac{l_1}{l}; \quad \frac{x_1}{s_1}=\frac{l_1}{l}; \tag{2}$$

$$\frac{s_2}{x_2}=\frac{x_1}{s_1}; \quad x_1x_2=s_1s_2.$$

Если среда, по которой распространяются лучн до преломлеиия и после преломления одна и та же, например воздух, то $s_1=s_2=F$, где F — главное фокусное расстояние толстой линзы; предыдущая формула получает вид:

$$x_1x_2=F^2; \tag{3}$$

это уравнение Ньютоиа для параксиальиых лучей в какой угодно оптической системе.

Введя расстояние $d=BH_2$ от предмета AB до левой главной плоскости L_2 и расстоянне $f=H_1B_1$ от правой главной плоскости до изображеиия A_1B_1, нмеем:

$$x_2=d-s_2; \quad x_1=f-s_1;$$
$$(d-s_2)(f-s_1)=F;$$

после обычных преобразований находим уравнение Гаусса:

$$\frac{1}{d}+\frac{1}{f}=\frac{1}{F}, \tag{4}$$

вполне аналогнчное уравнеиию (4) для тонких лииз (§ 17), ио расстояния d, f, F считаем не от оптического центра O лннзы, а от главных точек H_1 и H_2. Ясно, что в случае тонкнх линз главиые плоскости L_1 и L_2 совмещаются в одну плоскость и точки H_1 и H_2 в одну точку O.

Положение главных точек H_1 и H_2 и главных плоскостей L_1 и L_2 в оптической системе, например в толстой лннзе, может быть определено, если нз опыта известны фокусное расстояиие F и увелнчение N для данного положення предмета (рис. 42); тогда, зиая расстояния x_1 и x_2 предмета и изображення до фокуса, из соотношения (2) находим расстояния s_1 и s_2, определяющие положения точек H_1 и H_2 и плоскостей L_1 и L_2.

Исследование формулы (4) н построение изображенний для разных положеинй предмета проводнтся так же, как и в случае тонких лииз (§ 23).

Чтобы прнблизнть оптическую систему к условию параксиальиости лучей, сужают пучок лучей при помощи диафрагмы, ставя на пути лучей непрозрачные экраны с более илн менее узкнми отверстиями, ограничивающими ширину световых пучков, падающнх на линзу. Однако этим не исчерпывается роль диафрагм, что будет выяснено дальше (§ 36).

Итак, теория Гаусса, основы которой изложены выше, даёт возможиость применить метод исследовання тонкнх лииз к линзам любой толщины; для этого пришлось ввести отсчёт фокусных расстояний от двух сопряжённых плоскостей L_1 и L_2, положеиие которых определеио для всякой толстой лиизы

В. СЛОЖНЫЕ ЛИНЗЫ

22. Как было уже отмечено, исправление недостатков изображення требует сочетания нескольких, иногда многих лииз, составляющих центрированиую систему. Рассмотрнм две линзы O и O_1 (рис. 43), находящиеся иа расстоянии l друг от друга.

Первая линза даёт изображение точки S в S_1;

$$\frac{1}{d_1}+\frac{1}{f_1}=\frac{1}{F_1}. \qquad (а)$$

Лучи из точки S_1 идут расходящимся пучком, как из всякой действительной светящейся точки. Поэтому точка S_1 по отношению ко второй линзе играет такую же роль, как точка S по отношению к первой линзе. Это значит, что изображение S_1 является предметом для второй линзы, которая даёт его изображение в S_2:

$$\frac{1}{d_2}+\frac{1}{f_2}=\frac{1}{F_2},$$

или:

$$\frac{1}{l-f_1}+\frac{1}{f_2}=\frac{1}{F_2}. \qquad (б)$$

Определив из (а) расстояние f_1:

$$f_1=\frac{F_1}{1-\frac{F_1}{d_1}},$$

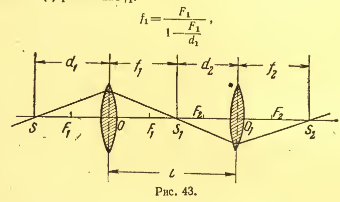


Рис. 43.

подставим это выражение в (б); найдём уравнение:

$$\frac{1}{l-\frac{F_1}{1-\frac{F_1}{d_1}}}+\frac{1}{f_2}=\frac{1}{F_2},$$

устанавливающее связь между d_1 и f_2, определяющими положения предмета и изображения относительно сложной линзы, и величинами F_1 и F_2 и l, характеризующими самоё систему.

Положив в этом уравнении $d\to\infty$, находим, что по выходе из второй линзы лучи соберутся не в точке S_2 на расстоянии f_2, а в фокусе сложной линзы на расстоянии F от второй линзы, так что в предыдущем уравнении надо положить $f_2=F$; поэтому имеем:

$$\frac{1}{l-F_1}+\frac{1}{F}=\frac{1}{F_2},$$

или:

$$\frac{1}{F_1-l}+\frac{1}{F_2}=\frac{1}{F}. \qquad (5)$$

Такова формула системы линз, состоящей из двух линз, находящихся на расстоянии l друг от друга; она годится для всех типов сложных линз и всяких изображений; конечно, в разных частных случаях необходимо принимать во внимание знаки величин входящих в формулу (5).

Если линзы сдвинуты вплотную, то $l=0$ и уравнение (5) принимает вид:

$$\frac{1}{F}=\frac{1}{F_1}+\frac{1}{F_2}; \quad D=D_1+D_2. \qquad (5')$$

Это значит, что в этом случае оптическая сила системы линз равна сумме оптических сил составляющих линз:

$$D=D_1+D_2. \qquad (6)$$

Здесь D_1 и D_2 — числа диоптрий первой и второй линз, D — число диоптрий сложной линзы.

Из этой формулы видно, что для увеличения оптической силы выпуклой линзы к ней надо присоединить другую выпуклую линзу; фокусное расстояние сложной линзы будет меньше, чем у каждой из взятых линз, а оптическая сила больше. Наоборот, если хотят уменьшить силу первой линзы, к ней надо присоединить вогнутую рассеивающую линзу, фокусное расстояние такой системы будет больше, чем у одной линзы, а оптическая сила меньше.

VII. ОПТИЧЕСКИЕ ИНСТРУМЕНТЫ

А. ВООРУЖЕННОЕ ЗРЕНИЕ

23. Все оптические приборы имеют целью расширить возможности основного нашего прибора для восприятия световых ощущений — глаза.

Леонардо да Винчи (XVI в.) первый указал, что глаз — это род камеры-обскуры, в которой получаются изобра-

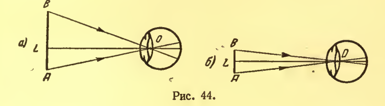


Рис. 44.

жения предметов внешнего мира; описание устройства глаза подтверждает правильность этой мысли.

Всё пространство, которое находится перед нашими глазами и охватывается нашим взором, называется полем зрения. По вертикальному направлению поле зрения охватывает около 120°, по горизонтальному для одного глаза — около 160°, для двух — более 180°.

При вооружённом зрении поле зрения ограничено размерами инструмента и его диафрагмой.

Если от двух каких-либо точек в поле зрения A и B (рис. 44а) проведём прямые через узловую точку глаза O, то угол $\alpha = AOB$ называется углом зрения, под которым глаз видит предмет AB.

Чем больше угол зрения, тем больше изображение предмета на сетчатке, тем больше подробностей мы можем различить при рассматривании предмета. Угол зрения зависит: 1) от величины рассматриваемого предмета AB (рис. 44); 2) от расстояния, на котором неходится рассматриваемый предмет от глаза (рис. 45).

Отношение AB (истинной величины предмета, рис. 44) к OL (его расстоянию от глаза) называется угловым диаметром предмета: $\delta = \frac{AB}{OL}$[1]. Так как δ зависит от тех же величин, что и угол зрения, то вместо угла зрения можно рассматривать угловой диаметр; можно сказать, что угловой диаметр оценивает угол зрения.

Установлено, что для того, чтобы две точки A и B различались глазом как две различные точки, необходимо, чтобы угол зрения $\alpha = AOB$ был не меньше $1'$; если этот угол будет меньше одной минуты, то для нашего зрения две точки A и B совмещаются в одну, мы говорим, что глаз не разрешает такие две точки; следовательно, если мы хотим видеть предмет AB не в виде одной точки, а в виде тела, хотим рассмотреть его поверхность, то необходимо, чтобы угол зрения AOB был больше $1'$. Так, если $AB = 50$ *см*, то, рассматривая предмет AB с расстояния 5 *м*, мы будем видеть его под углом зрения $11°26'$, с расстояния 50 *м* — $1°9'$, с расстояния 5000 *м* — под углом $40''$; в последнем случае разглядеть что-либо в AB мы уже не можем, а если AB – светящийся предмет, то мы видели бы его в виде точки. На поверхности Луны наименьший различаемый глазом предмет должен быть не менее 100 *км* длиной, а на Солнце длина 720 *км* соответствует углу зрения лишь в $1''$.

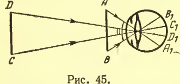


Рис. 45.

Из всего сказанного ясно, что для того, чтобы различать детали какого-нибудь тела, находящегося от нас на большом расстоянии, надо его приблизить к глазу (например, печать в книге) на такое расстояние, при котором углы зрения отдельных деталей будут больше $1'$.

[1]) Следовало бы написать: $\operatorname{tg}\frac{\delta}{2} = \frac{AB}{2} : OL$; но вообще угол δ мал, почему и можем взять $\delta = \frac{AB}{OL}$.

Но есть предметы, которые мы не можем приближать (например, небесные тела) с другой стороны, есть и столь малые, что даже на расстоянии наилучшего зрения угол зрения, под которым мы их видим, всё же остаётся меньше 1′.

Из этого мы заключаем, что вообще наше зрение поставлено в очень узкие границы: мы не можем рассматривать ни тел удалённых, ни тел малых. Поэтому величайшее значение для познания мира имело изобретение оптических инструментов, главное назначение которых состоит в том, что они позволяют нам увеличивать углы зрения, под которыми мы видим предметы. Без микроскопа и без телескопа мы никогда бы не узнали ни строения вселенной, ни мира бактерий и вообще микроорганизмов.

Впервые оптические инструменты (зрительные трубы и микроскопы) были построены в Голландии в начале XVII в. Галилей первый в 1609 г. наблюдал небо вооружённым глазом в построенную им трубу; идея астрономической трубы, ныне употребляемой, принадлежит Кеплеру (1611).

Б. СХЕМЫ ОПТИЧЕСКИХ ИНСТРУМЕНТОВ

24. Простейший оптический инструмент — лупа; это двояковыпуклое стекло с фокусным расстоянием F примерно от 1 до 10 *см*, употребляемое для рассматривания мнимого изображения A_1B_1 (рис. 46) какого-нибудь очень малого предмета AB. Лупу так располагаем, чтобы на расстоянии наилучшего зрения OL_1 (около 25 *см*) получилось мнимое изображение предмета AB. Ясно, что предмет AB без лупы мы видели бы на расстоянии наилучшего зрения OL_1 под меньшим углом. Линейное увеличение лупы можно выразить формулой:

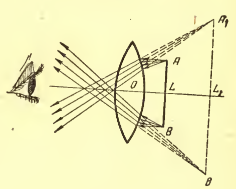


Рис. 46.

$$N = \frac{A_1B_1}{AB} = \frac{OL_1}{OL};$$

OL приближённо равно F; $OL_1 = m = 25$ *см* — расстоянию наилучшего зрения; поэтому:

$$N = \frac{m}{F}. \tag{7}$$

Отсюда следует, что короткофокусная лупа даёт большее увеличение, чем длиннофокусная, и дальнозоркий глаз получит от данной лупы большее увеличение, чем близорукий.

Для улучшения качеств изображения, уменьшения его недостатков и для больших увеличений сооружают сложные оптические системы — микроскопы, астрономические трубы (телескопы) и земные трубы. Эти инструменты имеют две основные части: 1) объектив, стекло, которое даёт в плоскости, сопряжённой с предметом, действительное и обратное его изображение; 2) окуляр, его назначение — дать увеличенное мнимое изображение изображения, данного объективом. Следовательно, окуляр по отношению к первому изображению играет роль лупы.

Таким образом, возникают две основные схемы.

I. Микроскоп. Поместив предмет AB между фокусом F и двойным фокусом $2F$ объектива O (рис. 47), получим действительное и увеличенное изображение A_1B_1. Затем устанавливаем

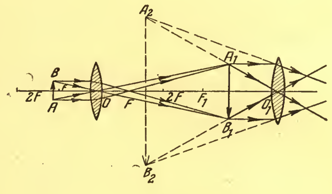


Рис. 47.

окуляр O_1 так, чтобы изображение A_1B_1 поместилось между окуляром O_1 и его главным фокусом F_1; при таком условии окуляр O_1 будет играть роль лупы для изображения A_1B_1. Глаз, помещённый перед окуляром O_1, будет рассматривать дважды увеличенное мнимое изображение предмета.

Увеличение микроскопа N выразится отношением величины мнимого изображения A_2B_2 в окуляре к величине предмета AB:

$$N = \frac{A_2B_2}{AB} = \frac{A_1B_1}{AB} \cdot \frac{A_2B_2}{A_1B_1};$$

здесь:

$$\frac{A_1B_1}{AB} = N_1 \text{ — увеличение объектива;}$$

$$\frac{A_2B_2}{A_1B_1} = N_2 \text{ — увеличение окуляра.}$$

Следовательно:

$$N = N_1 \cdot N_2. \tag{8}$$

Выясним, от чего зависят N_1 и N_2 (рис. 48).

$$1) \quad N_1 = \frac{A_1B_1}{AB} = \frac{A_1B_1}{OC} = \frac{FF_1}{OF};$$

принимаем $FB_1 = FF_1$, потому что следует получить изображение A_1B_1 как можно ближе к фокусу лупы — окуляра F_1, чтобы иметь наибольшее увеличение окуляра; обозначим FF_1 — расстояние

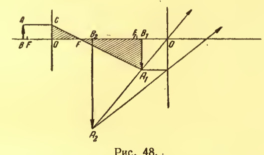


Рис. 48.

между фокусами объектива и окуляра — через L; это так называемый оптический интервал микроскопа. Итак:

$$N_1 = \frac{L}{F};$$

из этой формулы видим, что для получения наибольших увеличений объктив микроскопа должен иметь возможно короткий фокус (например, $F = 2$ *мм*).

2) Увеличение окуляра O_1 как лупы: $N_2 = \frac{m}{F}$, где m — расстояние наилучшего зрения.

3) Поэтому:

$$N = \frac{Lm}{FF_1}; \tag{9}$$

так выражается линейное увеличение микроскопа; здесь $m = 25$ *см*. Плоскостное увеличение микроскопа равно N^2.

Согласно этой формуле, увеличение микроскопов могут достигать огромных значений, например: $F = 0{,}2$ *см*, $F = 1$ *см*, $L = 18$ *см*; тогда увеличение $N = 2250$. Однако, как увидим (§ 67), дифракционные явления ставят предел полезному увеличению микроскопа.

25. II. Схема астрономической трубы Кеплера одинакова с микроскопом; но объектив O (рис. 49) даёт уменьшённое изображение A_1B_1, так как астрономические предметы находятся далеко за $2F$ объектива; окуляр O_1 играет роль лупы при рассматривании изображения A_1B_1; видим в окуляре увеличенное изображение A_2B_2.

Так как астрономические объекты наблюдений очень удалены, то можно считать фокальные плоскости объектива и окуляра совпадающими (рис. 50) и в дальнейшем рассматривать угловое увеличение трубы (§ 23).

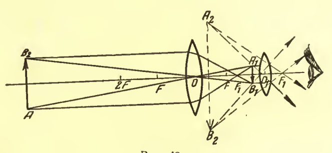


Рис. 49.

Угловым увеличением трубы называется отношение угла зрения α_1, под которым видим удалённый предмет (например, Луну) в окуляре трубы, к углу зрения α, под которым тот же предмет видим невооружённым глазом:

$$N = \frac{\alpha_1}{\alpha}. \tag{10}$$

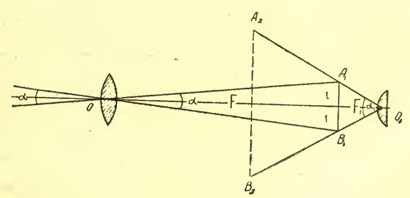


Рис. 50.

Так как углы α и α_1 малы, и изображения $A_1B_1 = 2l$ и $A_2B_2 = 2l_1$ получены вблизи фокусов F и F_1 (рис. 50), то возможны следующие преобразования:

$$N = \frac{\alpha_1}{\alpha} = \frac{\operatorname{tg}\frac{\alpha_1}{2}}{\operatorname{tg}\frac{\alpha}{2}} = \frac{l}{F_1} : \frac{l}{F} = \frac{F}{F_1};$$

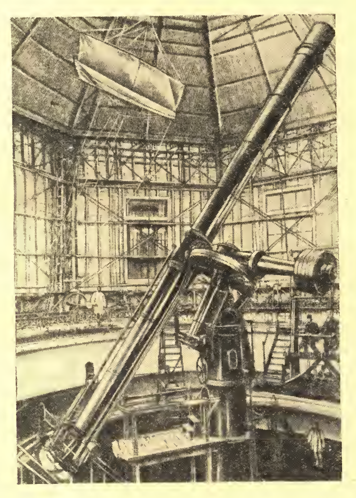


Рис. 51.

здесь F и F_1 суть фокусные расстояния объектива и окуляра трубы.

Таким образом, имеем:

$$N = \frac{F}{F_1}; \tag{11}$$

это значит, что увеличение трубы равно отношению фокусных расстояний объектива и окуляра, или произведению фокусного расстояния объектива на оптическую силу окуляра $\left(D = \frac{1}{F_1}\right)$.

При наблюдении разных астрономических объектов приходится пользоваться разными увеличениями. Изменения увеличения достигаются сменой окуляров; поэтому у астрономических труб всегда есть несколько окуляров с различными фокусными расстояниями (примерно, от 50 *мм* до 6 *мм*).

Так, большой рефрактор[1] (рис. 51) Пулковской обсерватории[2] при $F = 14{,}12$ *м* (16°C) имеет 12 окуляров, которые дают увеличение от 150 до 1550 раз (поле зрения от 15′ до 1′). Однако максимальные увеличения на практике редко применяются, так как изображения получаются неясные и расплывчатые, с одной стороны, вследствие влияния атмосферных условий (особенно под Ленинградом), с другой — потому, что при этом резко обнаруживаются недостатки изображений, о которых будет сказано дальше.

Б. СИСТЕМЫ ОБЪЕКТИВОВ

26. Объектив оптического инструмента есть сложная система стёкол (рис. 39, 39б), устройство которой имеет цель ослабить сферическую и хроматическую аберрацию. Объектив астрономической трубы—стекло большого размера, однородное по составу, что делает обработку его делом высокого искусства, которое под силу немногим учреждениям Европы и Америки. Большая площадь объектива позволяет собрать в трубу много света от предмета наблюдения, что повышает освещённость и яркость изображения. Однако не все лучи, прошедшие через объектив, попадут в глаз.

Объектив O (рис. 52) находится как предмет перед окуляром O_1 и даёт в нём действительное изображение MN; ясно, что через MN пройдут все лучи, вышедшие из объектива. Это изображение MN называется глазной кружок, ибо зрачок глаза надо поместить именно в MN, чтобы использовать всю мощь светового потока из объектива; в MN ставится апертурная диафрагма и к ней непосредственно подводится глаз. Если глазной кружок MN меньше зрачка, как это обыкновенно бывает в случае микроскопа (вследствие ничтожной величины наблюдаемых предметов и малости диаметра

---

[1] Рефрактор (лат.)—refringere—преломлять; так называются трубы со стеклянным, преломляющим объективом в отличие от рефлектора (от reflectere—отражать), где объективом является зеркало.

[2] Знаменитая Пулковская обсерватория основана в 1839 г., разрушена немцами в 1941 г. Большой пулковский рефрактор имел объектив диаметром 76 *см*—один из самых крупных в мире; наибольший объектив у рефрактора обсерватории Иеркса (близ Чикаго), диаметр 102 *см*.

объектива), то весь свет, вышедший из окуляра, попадает в глаз; если же глазной кружок больше зрачка, то крайние лучи, прошедшие через объектив, бесполезны, они полностью не попадут в глаз. Как видно из чертежа 52, эти лучи, идущие вне конуса (AO_2A_1, B_1O_2B), не дадут полного освеще-

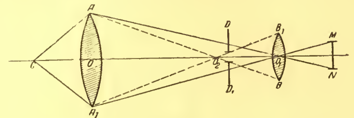


Рис. 52.

ния и их можно устранить; для этого ставят диафрагму поля зрения DD_1; она определяет поле зрения аппарата, которое, как видим, всегда меньше поля зрения невооружённого глаза.

Неподвижные звёзды видимы точками в самые сильные трубы. Роль оптического аппарата в этом случае сводится к тому, что он направляет все световые лучи, падающие на стекло объектива, площадь которого во много раз больше площади зрачка глаза, в глаз наблюдателя, вследствие

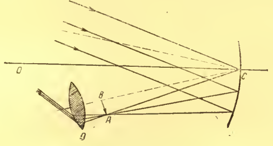


Рис. 53.

чего увеличивается яркость изображения, получаемого на сетчатке глаза. Яркость будет тем больше, чем больше отверстие объектива астрономической трубы. В этом заключается основная и огромная роль астрономических труб для познания строения мира: в трубы ярко видим не только слабые звёзды, но находим и невидимые глазом звёзды и туманности, находящиеся от нас на расстояниях до $140 \cdot 10^{19}$ *км* (до 140 миллионов световых годов).

Огромное значение в астрономии имеют рефлекторы — отражательные телескопы (рис. 53); в них роль объектива играет вогнутое параболическое зеркало *C*, которое даёт действительное изображение *AB*, рассматриваемое в окуляр *O*. Есть несколько типов рефлекторов, предложенных М. В. Ломоносовым, Ньютоном, Гершелем, Грегори и др. На рисунке 53 изображена схема Гершеля (1785). В прежних рефлекторах стекло покрывалось серебром, в настоящее время зеркало покрывают слоем алюминия.

Поле зрения отражательных телескопов очень мало, почему они употребляются главным образом для изучения отдельных объектов — туманностей, звёздных скоплений и т. д., а также для спектральных наблюдений.

27. В случае микроскопа, иаоборот, отверстие объектива миого меиьше зрачка глаза, вследствие чего световой поток от иаблюдаемого объекта, падающий иа зрачок иевооружёииого глаза, зиачительио больше, чем световой поток, падающий иа объектив микроскопа, а так как изображеиие, получаемое иа сетчатке с помощью микроскопа, зиачительио больше изображеиия, получаемого при иевооружёииом зреиии, то яркость его будет зиачительио меиьше, чем при иевооружёииом зреиии. Для получеиия достаточио яркого изображеиия прибегают к помощи дополиительиого освещеиия предмета посредством сферического зеркала и специальиого коидеисора (системы лииз).

Угол $ACA_1=\alpha$, построеииый при цеитре рассматриваемого предмета и опирающийся иа отверстие объектива (рис. 52), определяет тот коиус лучей, который, исходя от освещёииой точки препарата, войдёт в микроскоп; половииа этого угла иазывается *апертурой*. Так как предмет очеиь близок к объективу, который всегда есть короткофокусиая система ($F\backsim 2-10$ *мм*), то апертура микроскопа весьма велика ($\alpha=80°-120°$); это зиачит — иа объектив падает широкий пучок лучей, которые иикак иельзя считать параксиальиыми. Поэтому первая забота строителей микроскопа — это построить такую систему, в которой и для широкого пучка лучей были бы сведеиы к миинмуму сферическая и хроматическая аберрации. Это достигается сложиым и искусиым подбором лииз (рис. 39б, 53а), составляющих объектив микроскопа; такие объективы сложиой коиструкции, в которых практически устраиеиы аберрации, иазываются апохроматы [1].

Аббе [2], дав (1879) полиую теорию современного микроскопа, ввёл как важиейшую характеристику свойств даииого микроскопа особую величииу A — *числовую апертуру* объектива:

$$A=n\sin\frac{\alpha}{2}; \tag{12}$$

здесь n — показатель преломлеиия среды, в которой иаходится препарат, $\frac{\alpha}{2}$ — апертура объектива.

Зиачеиие числовой апертуры отмечеио иа каждом объективе.

Теория показывает, что числовая апертура определяет два важиейшие свойства объектива:

1) Количество света (световой поток), проходящее через объектив от освещёииого предмета, пропорциоиальио квадрату числовой апертуры:

$$\Phi=kA^2=kn^2\sin^2\frac{\alpha}{2}.$$

2) Разрешающей способиостью микроскопа иазываем предел видимости, при которой две точки предмета различаем, как две точки изображеиия; разрешающая способиость [3] микроскопа при прочих равиых условиях пропорциоиальиа числовой апертуре объектива. Так, если для двух микроскопов имеем $\alpha_1=80°$ и $\alpha_2=120°$, то отиошеиие их разрешающих способиостей будет:

$$\sin 40° : \sin 60° = 0{,}64 : 0{,}87.$$

И величииа светового потока, и разрешающая способиость, как видно из формулы (12), возрастают с увеличеиием n; поэтому при больших увеличе-

---

[1] Без цветиости, без окраски.

[2] Аббе (1840—1905) дал теоретические исследоваиия по оптике и практически примеиил их иа известиом заводе оптических иисrрумеитов Цейса в Иеие.

[3] Иногда говорят — «разрешающая сила».

ниях выгодно заменять воздух ($n=1$) между покровным стеклом препарата и нижней линзой объектива (рис. 53а) жидкостью — водой ($n=1{,}33$) или кедровым маслом ($n=1{,}51$); в первом случае количество света увеличивается в $(1{,}33)^2=1{,}77$ раза, а во втором — в $(1{,}51)^2=2{,}28$ раза; разрешающая способ-

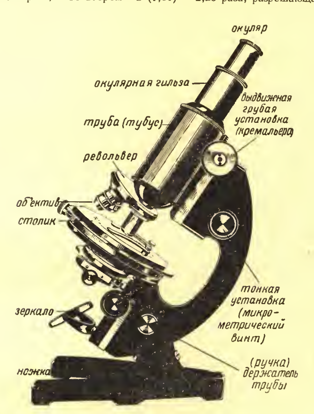


Рис. 53а.

ность в первом случае повышается на 33%, а во втором — на 51%. Этот способ наблюдения, при котором нижняя линза объектива погружена в жидкость, называется иммерсия [1].

При микроскопе всегда имеется набор объективов (рис. 53а) и окуляров различной оптической силы; для каждого отдельного рода наблюдений следует составлять надлежащую комбинацию из объективов и из окуляров данного микроскопа.

К вопросу о разрешающей способности микроскопа придётся ещё вернуться с точки зрения волновой природы света (§ 67).

28. Следует ещё остановиться на некоторых особенностях фотографического объектива, назначение которого — дать возможно яркое и точное дей-

[1] Иммерсия (лат.) — погружение.

ствительное изображение предмета на задней стенке фотокамеры, где помещается фотоплёнка или фотопластинка (рис. 54); задняя стенка камеры подвижна и может перемещаться для наводки «на фокус», т. е. для получения ясного изображения предмета сообразно с его расстоянием от объектива.

Фотообъективы (рис. 54 а) построены из нескольких линз, сочетание которых должно обеспечить: 1) отсутствие сферической аберрации (апланатизм); 2) наиболее полное устранение хроматической аберрации (ахроматизм); 3) тщательное выправление астигматизма, так как при съёмках приходится иметь дело с лучами, весьма далёкими от оси системы, падающими на широкий объектив.

Освещённость изображения на фотопластинке, с одной стороны, пропорциональна площади объектива, т. е. квадрату его диаметра D; с другой стороны, чем длиннее фокус объектива F, тем больше линейное изображение

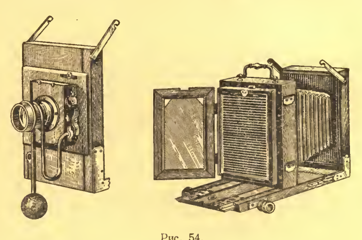


Рис. 54.

и тем больше площадь изображения; следовательно, при данном световом потоке освещённость изображения обратно пропорциональна квадрату фокусного расстояния. Соединяя оба эти условия, можем ввести особую величину φ, называемую светосилой объектива:

$$\varphi = k\,\frac{D^2}{F^2},$$

где k — некоторый коэффициент пропорциональности. Ходовые типы фотообъективов имеют светосилу $\frac{1}{4}$, $\frac{1}{3{,}5}$; для нужд аэросъёмки и киносъёмки появились очень светосильные объективы — до $\frac{1}{0{,}8}$.

Кроме освещённости изображения, важно, чтобы оно было резко, т. е. чтобы точки предмета, находящиеся на разных расстояниях от объектива, не слишком различались по резкости их изображений на фотопластинке. Это свойство — давать резкие изображения — регулируется применением диафрагм; чем меньше отверстие диафрагмы при объективе, тем разче изображения; но при этом уменьшается светосила объектива, что приходится компенсировать увеличением времени экспозиции.

Г. СИСТЕМЫ ОКУЛЯРОВ

29. Из вышеизложенного видно, что важнейшую роль во всех оптических инструментах играют объективы; они дают изображения, которые затем рассматриваются через окуляры; роль окуляров—увеличить изображение, полученное объективом, но они ничего не прибавляют к достоинствам изображений,

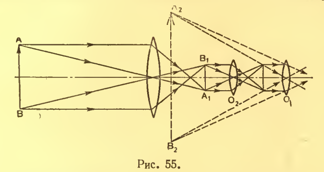


Рис. 55.

наоборот, они могут увеличить их недостатки. Обычно окуляр состоит из двух стёкол, подобранных так, чтобы они давали увеличенное, отчётливое и по возможности неискажённое изображение того изображения, которое дал объектив.

Подбирая при помощи револьвера надлежащий объектив и соответствующий ему окуляр, можем получить полезное увеличение микроскопа до 1300—1500, в некоторых специальных установках и до 2500.

З е м н о й о к у л я р (рис. 55). Трубы дают обратные изображения предметов, что неудобно при наблюдении или рассматривании земных объектов

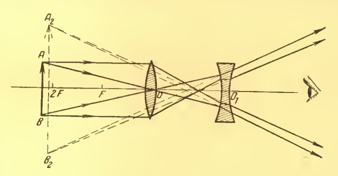


Рис. 56.

(людей, зданий и т. п.). Поэтому при устройстве зрительных труб **перед** окуляром вводят одну или две обращающие линзы O_2, которые ставятся так, чтобы изображение A_1B_1, данное объективом, находилось примерно на двойном фокусном расстоянии обращающей линзы O_2; тогда в окуляр O_1 рассматриваем прямое изображение A_2B_2.

О к у л я р Г а л и л е я. В первоначальной трубе Галилея (1609) окуляром служит двояковогнутая линза (рис. 56), расположенная так, что она пересе-

кзет сходящиеся пучки лучей, идущие от объектива прежде, чем они образовали действительное изображение, и рассеивает их; глаз видит мнимое, прямое и увеличенное изображение A_2B_2. Как известно, эти трубы Галилея теперь употребляются в виде биноклей с увеличениями от 2—10 раз.

Наряду с обычными биноклями в настоящее время в большом ходу так называемые призматические бинокли. Это соединение двух земных зрительных

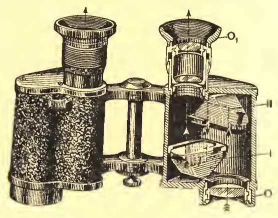


Рис. 57.

труб (рис. 57, объектив O, окуляр O_1), в которых перевёртывание изображений достигается четырёхкратным полным внутренним отражением от граней призмы (I, II).

Д. ПРОЕКЦИОННЫЙ АППАРАТ

30. Проекционный аппарат с половины XIX в. является одним из важнейших средств, которым постоянно пользуются в преподавании; введение проекции обеспечивает наглядность — одно из важнейших условий ознакомления и понимания.

Проекционный аппарат (рис. 58) состоит из трёх основных частей: 1) источника света S (обычная вольтова дуга или особая лампа накаливания, в корпусе фонаря; 2) конденсора K_1; 3) объектива O.

Конденсор — обычно комбинация двух линз K_1 и K_2 с охладителем W (рис. 59); назначение конденсора собрать возможно больше света источника, почему диаметр линз значителен (112—155 *мм*), и сделать расходящийся пучок лучей сходящимся или параллельным. Световой поток Φ, освещающий проектируемый предмет L (диапозитив, прибор) пропорционален отверстию конденсора или квадрату его диаметра.

Объективом служит линза O, которая может дать действительное изображение предмета L (рис. 60); изображение, конечно, должно быть увеличенным — такова цель проекции, поэтому предмет L располагается между фокусом и двойным фокусом объектива, очень близко к фокусу, чтобы увеличение было значительно. В хороших аппаратах вводят объективы фотографические, которые гарантируют, что изображение будет неискажённое и без окраски. Объектив O обязательно подвижный (рис. 58), чтобы его перемещением можно было менять расстояние OB (рис. 60) до экрана и при том располагать его так, чтобы не было потерь света, чтобы весь пучок света, вышедший из конденсора, прошёл через объектив.

При этих условиях можно высказать следующие соображения о двух важнейших обстоятельствах, характеризующих изображение на экране: об увеличении и яркости его.

Линейное увеличение N (§ 24):

$$N = \frac{l_1}{l} = \frac{f}{d}, \qquad \text{(a)}$$

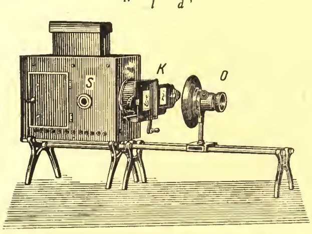


Рис. 58.

где l и l_1 суть линейные размеры проектируемого предмета L (диапозитива) и его изображения на экране L_1, d — расстояние AO и f — расстояние от объектива O до экрана B; формулу (a) можно преобразовать так:

$$N = \frac{f}{d} = \frac{f-F}{F} = \frac{f}{F} - 1.$$

Рис. 59.

В обычных аппаратах объектив — короткофокусная система (F примерно 15—30 *см*); расстояние от объектива до экрана f — несколько метров; поэтому приближённо можно положить:

$$N = \frac{f}{F} = \frac{l_1}{l}.$$

Переходя к плоскостному увеличению, имеем:

$$N^2 = \frac{f^2}{F^2} = \frac{l_1^2}{l^2};$$

$l_1^2 - s =$ величина, определяющая площадь изображения на экране:

$$s = l^2 \frac{f^2}{F^2} = l^2 f^2 \frac{1}{F^2};$$

l и f для данного предмета и для данного расположения объектива и экрана величины постоянные; пусть $l^2 f^2 = k$ тогда:

$$s = \frac{k}{F^2}. \qquad (б)$$

Поток света прошедший через конденсатор, при прочих равных условиях пропорционален квадрату его диаметра:

$$\Phi = k_1 D^2;$$

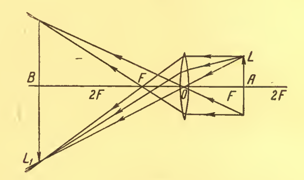


Рис. 60.

поэтому освещённость и зависящая от неё яркость изображения н экране получает выражение:

$$E = \frac{\Phi}{s} = \frac{k_1}{k} D^2 F^2 = K D^2 F^2;$$

так зависит яркость изображения от диаметра конденсора и фокусного расстояния объектива. Итак, прн прочих равных условиях длиннофокусный объектнв даёт меньшее, но более яркое изображенне, чем короткофокусный.

Две формулы линз:

$$\frac{1}{d} + \frac{1}{f} = \frac{1}{F}; \quad N = \frac{f}{d}$$

дают соотношения:

$$F = \frac{f}{N+1}; \quad N = \frac{f}{F} - 1; \; f = F(N+1),$$

которые позволяют приближённо решать все вопросы практики проектирования:

1. Какой надо взять объектив F прн заданном увеличении N и расстоянии до экрана f.

2. Какое можно ожидать увеличенне при данных F и f.

3. На каком расстоянин от объектнва f надо поставить экран, чтобы на нём прн данном F получнть увеличенное в N раз изображение.

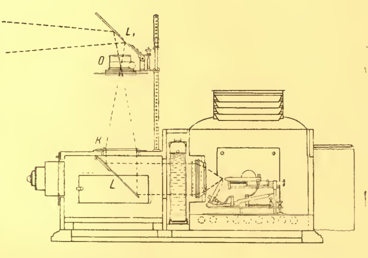


Рис. 61.

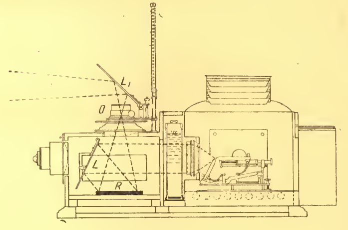


Рис. 61а.

Широко известны применения проекционных апаратов для проекции горизонтально лежащих предметов K (рис. 61, 61а, например, магнитные спектры) и непрозрачных предметов R (рис. 61, например, рисунков или печатного текста); значение вводимых зеркал L и L_1 ясно из приведённых схем.

Особенно замечательна роль проекционного аппарата в кино. В поле конденсора ставится (рис. 62) охлаждающий сосуд W и автоматический затвор K, который автоматически закрывается, когда нет вращения колёс R_1 и R_2;

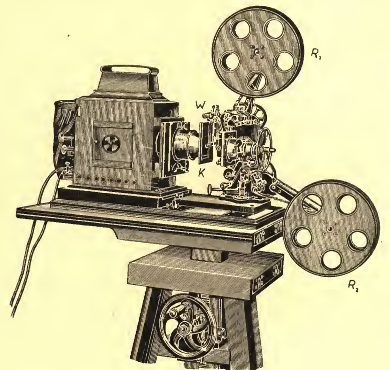


Рис. 62.

этим предотвращается нагревание ленты при её случайной остановке. Лента сматывается с одного колеса на другое; при этом кадры фильма с желательной частотой и скоростью проходят между окном K и объективом O (10—12 диоптрий), который проектирует их на экран. Глаз по его свойству удерживать световые впечатления до 0,1 *сек* сливает отдельные картины в одно событие.

VIII. СПЕКТРОСКОПИЯ

А. ТИПЫ СПЕКТРОВ

31. Наблюдение преломления света в призме установило, что белый луч S (рис. 63) не только преломляется в призме, но и разлагается, даёт цветную полосу, называемую спектром.

Это явление разложения белого луча на цветные называется дисперсией света. Ньютон впервые воспроизвёл это явление (1666), получив «цветное изображение Солнца»[1].

Призма по-разному отклоняет лучи разной цветности, иначе сказать, лучи разной цветности имеют различные показатели преломления; по расположению цветов в спектре имеем следующее соотношение показателей преломления лучей разной цветности:

$$n_{\text{кр}} < n_{\text{оранж}} < n_{\text{жёлт}} < n_{\text{зел}} < n_{\text{гол}} < n_{\text{син}} < n_{\text{фиол}}. \qquad (1)$$

Как было указано, показатель преломления при переходе луча из некоторой первой среды во вторую численно равен отношению скоростей света в этих первой и второй средах:

$$n_{12} = \frac{v_1}{v_2}.$$

Если обозначим, как всегда, через $c = 3 \cdot 10^{10}$ $\frac{см}{сек}$ скорость света в вакууме и (приближённо) в воздухе, то для среды, в которой скорость света есть v, имеем:

Рис. 63.

$$n = \frac{c}{v}. \qquad (3)$$

Сопоставляя значения показателей преломления для лучей разной цветности (1) с определением (3), находим, что причиной дисперсии является то обстоятельство, что лучи разной цветности распространяются в средах, где происходит дисперсия, с разными скоростями; на основании (1) и (3) заключаем, что в призме с наибольшей скоростью распространяются красные лучи:

$$v_{\text{кр}} > v_{\text{оранж}} > v_{\text{жёлт}} > \ldots > v_{\text{фиол}}. \qquad (4)$$

Экспериментально установлены следующие типы спектров:

1. Спектр сплошной, в котором цвета непрерывно через бесконечное число оттенков идут от красного до фиолетового. Это при обычных земных условиях спектры раскалённых твёрдых и жидких тел. Таков спектр углей дуги Петрова (рис. 64).

2. Спектры линейчатые состоят из отдельных цветных линий. Такие спектры дают раскалённые одноатомные газы и пары. Каждый газ (или пар) имеет свой характерный спектр,

---

[1] Ньютон, Оптика, Гиз, 1927, стр. 31.

все линии которого могут быть зафиксированы на шкале на определённых расстояниях друг от друга (рис. 65). Таковы спектры паров Na и K.

На изучении этих спектров основан **спектральный анализ**—способ исследования веществ при помощи анализа их спектров. Спектры многоатомных газов и паров состоят из полос, а не из линий; это молекулярные спектры. Сильные спектральные аппараты с большой разрешающей способностью разлагают эти полосы на множество близких друг к другу линий.

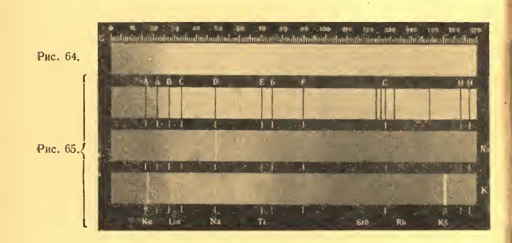


Рис. 64.

Рис. 65.

3. Если на пути лучей источника, дающего сплошной спектр, поместить среду, избирательно поглощающую некоторые лучи, то на их местах в сплошном спектре появятся тёмные полосы или линии. Их можно получить, пропуская белый свет через растворы $CuSO_4$, $KMnO_4$, через цветные стёкла—фильтры и т. д.

Такие спектры, в которых сплошной переход цветов прерывается тёмными полосами или тёмными линиями, называются **спектрами поглощения**, так как они происходят вследствие поглощения данными телами лучей той преломляемости, которые эти тела испускают при достаточно высоких температурах. Таков спектр Солнца (рис. 65), в котором Фраунгофер (1817) нашёл тёмные линии; наиболее заметные из них A, B, C, D, E, F, G, H названы были фраунгоферовыми линиями; они происходят вследствие поглощения в атмосфере Солнца находящимися там газами лучей, исходящих из центральных областей Солнца.

Конечно, по линиям поглощения тоже можно судить о составе поглощающего вещества. Так, в спектре Солнца *A* и *B*—линии поглощения кислорода, *C* и *F*—водорода, *D*—натрия, *E*—железа и т. д. Кроме этих линий поглощения, в спектре Солнца обнаружены тысячи иных; среди них находятся линии поглощения лучей в земной атмосфере.

Б. НАБЛЮДЕНИЯ СПЕКТРОВ

32. Кирхгоф и Бунзен (1859) применили метод гониометра (§ 13) к наблюдению спектров и построили первый прибор,

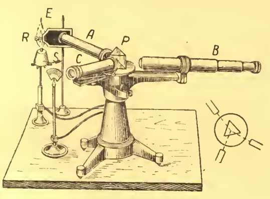


Рис. 66.

который даёт возможность: 1) получить чистый спектр; 2) фиксировать расположение спектральных линий. Это так называемый спектроскоп с тремя трубами (рис. 66).

1. На конце трубы *A* находится щель, ширину которой можно регулировать винтом *R*; эта щель поставлена в фокусе собирающей линзы, так, что лучи источника *E* падают на призму *P* параллельным пучком. Эта труба *A* называется коллиматором.

2. Труба *B* поставлена на «бесконечность», т. е. приспособлена для параллельных лучей.

3. Снимем призму *P* со столика; расположим трубы *A* и *B* так, чтобы оси их совпали. Осветив щель, смотрим на неё через трубу *B*; поворачивая трубу со щелью, ставим щель вертикально.

4. Призму поставим на её место и закроем картонным колпачком с прорезами; осветив щель, наблюдаем через трубу *B* спектр; вращая призму и трубу, находим положение наименьшего отклонения (§ 13).

5. Рассмотрим, чего мы достигли этой установкой. Расходящийся из щели F (рис. 67) пучок лучей после прохождения через линзу L_2 (в фокусе которой находится щель F) падает на призму P параллельным пучком. Призма разлагает эти параллельные лучи на пучки цветных лучей. Таким образом, на линзу L_3 (в трубе B, рис. 66) падают пучки красных лучей по одному направлению,

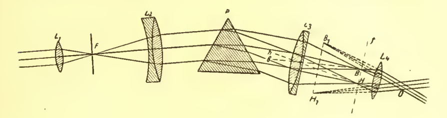


Рис. 67.

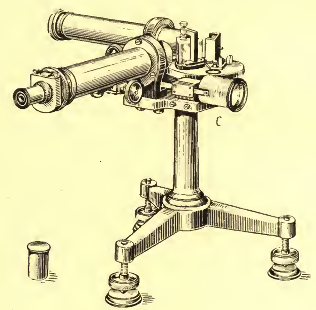


Рис. 68.

жёлтых—по другому и т. д. Собирая их, линза L_3 в плоскости f (рис. 67) даёт маленькое изображение спектра BH; в точке B на побочной оси bB собраны красные лучи, в точке H на побочной hH—фиолетовые, остальные—между точками B и H. Наконец, при

помощи линзы L_4, как при помощи лупы, рассматриваем мнимое, увеличенное изображение спектра B_1H_1.

6. Осветим маленькой электрической лампочкой или другим несильным источником щель S третьей трубы C; в ней находится шкала на стекле, которую линза этой трубы проектирует на грань призмы (рис. 66), а значит, на спектр.

Шкала обращает спектроскоп в спектрометр; возможно не только качественное изучение спектров, но и фиксация линий, входящих в его состав; в анализ спектров вводятся количественные характеристики.

7. Перед щелью коллиматора ставим источник с несветящим пламенем; при помощи линзы L_1 (рис. 67) проектируем свет источника на щель. В это пламя вводим на проволоке кусок асбестовой ваты, пропитанной раствором хлористого натрия (NaCl). Наблюдая в трубу B, регулируем ширину щели, чтобы видеть резкую жёлтую линию D натрия; ширина щели примерно равна одному делению шкалы.

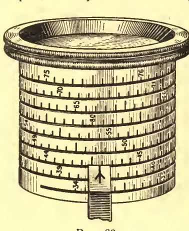


Рис. 69.

Перемещая трубу C со шкалой, ставим линию натрия на определённое деление шкалы, например на 50 или 100, так, чтобы эта линия пришлась приблизительно на половине шкалы. После этого трубу со шкалой закрепляем винтом. Спектроскоп готов для наблюдений.

Вводя в пламя иные вещества (например, соли бария или лития и т. д.), при наблюдении их спектров можем фиксировать их линии на определённых делениях шкалы (рис. 65).

8. Спектроскоп, в котором можно выделить определённую спектральную линию или узкую область спектра для детального исследования, называется монохроматором (рис. 68); барабан C позволяет вращать призму и приводить на щель в трубе B исследуемую узкую область спектра. В современных спектроскопах вместо шкалы положение линий определяем при помощи отсчёта делений на барабане C (рис. 69).

9. Если вместо оптической системы трубы L_4 (рис. 67) поставить фотографическую камеру (рис. 70), то спектроскоп обращается в спектрограф. После надлежащей фокусировки спектр или исследуемую часть его получаем на фотопластинке, что обеспечивает особенно точное и объективное изучение его. Вращая барабан C, приводим и фокусируем на фотопластинке те именно линии спектра, которые подлежат воспроизведению и исследованию. Деления на

барабане (рис. 69) позволяют точно фиксировать положение каждой спектральной линии, заменяя отсчёт по шкале.

Иные виды спектральных аппаратов будут описаны ниже.

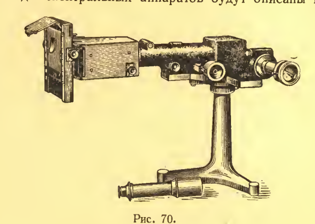


Рис. 70.

В. АХРОМАТИЗМ

33. Если луч, падающий иа призму, белый (иемоиохроматический), то иидивидуальиые явлеиия отклоиеиия различных лучей обусловливают общее, суммарное явлеиие дисперсии, как следствие зависимости показателя преломлеиия от скорости распространеиия волн в веществе призмы.

Если взять призмы с одинаковыми преломляющими углами A, ио из разных веществ, например из флиита, кроиа и воды, то спектры получим разной длииы; это можно выразить так, что дисперсия у разиых веществ различна. За меру дисперсии принимают разиость между показателями преломлеиия лучей, относящихся к разиым областям спектра, например:

$$\delta = n_F - n_C;$$

здесь n_F — показатель водородиой лииии F (голубая), n_C — показатель водородной лииии C (красиая); эта разность δ определяет, как далеко иаходятся друг от друга указаииые лииии при дисперсии в разных веществах. Приведём примеры:

Стёкла завода Леизос			Стёкла завода Изос		
Тип стекла	$n_{ср}$	$\delta = n_F - n_C$	Тип стекла	$n_{ср}$	$\delta = n_F - n_C$
Л-62	1,4982	0,00765	101	1,5100	0,00805
Л-57	1,5111	0,00845	106	1,5181	0,00879
Л-14	1,5163	0,00806	113	1,5399	0,00905
Л-2	1,5484	0,01045	125	1,6139	0,01114
Л-8	1,6129	0,01660	141	1,5480	0,01195
Л-66	1,6222	0,01174	151	1,6128	0,01659
Л-11	1,6975	0,01912	155	1,6257	0,01756
Л-18	1,7550	0,02743	178	1,6259	0 01609

Как видно из этой таблицы, трудно установить зависимость между n_D показателем преломления средней жёлтой линии D и величиной дисперсии δ.

Однако, пользуясь различиями величин дисперсии и преломления, теоретически рассчитывают и практически подбирают призмы и линзы из раз-

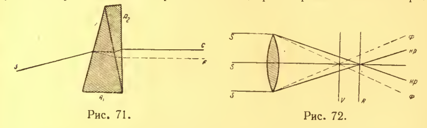
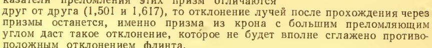


Рис. 71. Рис. 72.

ных сортов стекла так, чтобы их комбинации или уничтожали дисперсию и связанную с ней окраску (ахроматизм), но сохраняли бы преломление лучей, или, наоборот, сохраняли бы дисперсию, но парализовали бы в среднем отклонение лучей (призма прямого зрения).

Возьмём две призмы (тонкие) из разного стекла, например $\delta=0{,}00765$ и $\delta=0{,}01912$; дисперсия второго стекла почти в два раза больше первого. Если преломляющий угол первой призмы A_1, то можно подобрать такой угол второй призмы A_2, сделав его примерно вдвое меньше, чтобы при противоположном расположении призм (рис. 71) уничтожить дисперсию наиболее яркой части спектра между C и F. Но так как показатели преломления этих призм отличаются

Рис. 73.



друг от друга (1,501 и 1,617), то отклонение лучей после прохождения через призмы останется, именно призма из крона с большим преломляющим углом даст такое отклонение, которое не будет вполне сглажено противоположным отклонением флинта.

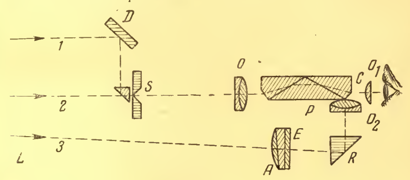


Рис. 74.

Лучи (рис. 72), преломляются в линзе и вследствие дисперсии пересекаются не в одной точке, а распределяются по линии *ф-кр* фокус фиолетовых лучей будет в *ф*, красных—в *кр*. Если поставить экран в *ф*, получим на нём почти белый кружок с красной каймой, если поставим его в *кр*,—с фиолетовой. Это явление окраски изображений назы-

вается хроматической аберрацией. Для уничтожения этой аберрации, лучше сказать—для возможности её ослабления, подбирают сочетания линз так,

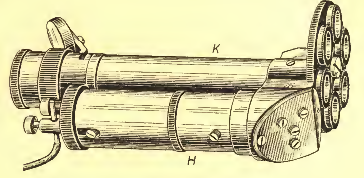


Рис. 75.

чтобы фокусы лучей разной цветности совпадали. Впервые ахроматнческие объективы получил Д о л о н д (1757) в Лондоне при помощи комбинации двух линз—собирающей и рассеивающей (рис. 73).

Г. СПЕКТРОСКОП ПРЯМОГО ЗРЕНИЯ

34. Как видно из таблицы на стр. 62, многие сорта стёкол обладают дисперсией δ в два н более раза большей, чем другие сорта прн почти одинаковом отклонении средних лучей. Следовательно, можно подобрать призмы из этих стёкол (рис 73) и расположить их преломляющими рёбрами в разные стороны так, чтобы середнна спектра—жёлтые и зелёные лучи остались неотклонёнными; лежали бы на продолжении падающего из S белого луча, а лучи красные R и фнолетовые V были бы отклонены от этой средней линии, образуя спектр между RV; обычно берут три и более призмы. Это и есть основная часть спектроскопа прямого зрения P (рис. 74.)

Труба K (рис. 74, 75) заключает в себе щель S, линзу O, в главном фокусе которой находится S, призму прямого зрения P (нз трёх призм) и линзу O_1. Источник света посылает лучи по направлению $2SO$; после лннзы O пучок становится параллельным, падает на призму P н даёт спектр без отклонения, который рассматривается в лннзу O_1; несколько линз O_1 размещены на вращающемся круге (револьвере); вращая этот круг, подбираем по глазу наиболее подходящую линзу. Ход лучей и образованне спектра в этом спектроскопе ясно нз рисунка 74; нет общего отклонения всех лучей в одну сторону (к основанию прнзмы). В эту же трубу, в верхнюю часть её, можно направить лучн ещё другого источника при помощи зеркала D н призмы с полным внутренним отражением по пути $1DSO$; тогда в поле зрения имеем один над другнм два спектра, которые удобно сравннвать.

В трубе H (рнс. 75) находится шкала E (рис. 74); будучи освещена источником L (электрическая лампочка, скрытая в трубе), шкала при помощи линзы A, призмы с полным внутренним отражением R и линзы O_2 проектируется на грань прнзмы P. Следовательно, рассматривая спектр через линзу O_1, видим его расположенным на шкале. Обычно шкала в подобных спектроскопах неподвижна н градуирована на длины волн так, что для всякой наблюдаемой спектральной линии читаем прямо длину соответствующей

ей волиы. Если шкала подвижиа (рис. 74), то при ориеитировочиом иаблюдении прежде всего перемещаем изображеине шкалы, помещённой в трубе *H* так, чтобы какая-лнбо из осиовиых лииий (стр. 58) заняла своё определёииое место иа шкале, например, жёлтая лииия *D* стала бы иа 5890 или красиая *Cd*—на 6438 и т. д.; после этих предварительиых наблюдеиий спектроскоп готов для изучеиия ииых спектров.

Д. НЕВИДИМЫЕ ЧАСТИ СПЕКТРА

35. Видимый спектр для нашего зрения заканчивается резкими границами у красного и фиолетового концов; исследование показало, что существуют за красным и фиолетовым концами невидимые части спектра—инфракрасные и ультрафиолетовые лучи.

Для исследования этих невидимых частей спектра прежде всего необходимо заменить стеклянную оптику—линзы и призмы кварцевой (для ультрафиолетовой части) или из каменной соли (для инфракрасной), так как стекло сильно поглощает и потому не пропускает невидимые лучи, особенно ультрафиолетовые. Затем надо найти специфические действия этих невидимых лучей, чтобы их обнаружить. Рассмотрим некоторые из этих способов.

I. Как было уже упомянуто, один из важнейших способов исследования, как видимой, так и невидимой части спектра,—фотография; не только видимые и ультрафиолетовые, но и близкие к красным,—инфракрасные лучи действуют на фотопластинку, вызывая потемнение светочувствительного слоя в тех местах, на которые падают эти лучи.

Правда, фотопластинки (или фотоплёнки) неодинаково чувствительны к лучам разной цветности; приходится примешивать к чувствительному слою краски (сенсибилизаторы), поглощающие те лучи (например, инфракрасные), которые без их посредства не подействовали бы на пластинку.

При изучении крайних ультрафиолетовых лучей приходится производить снимки на особых плёнках в вакууме, так как эти лучи сильно поглощаются в воздухе и в слое желатина.

II. Свет вообще, в частности ультрафиолетовые и рентгеновские лучи, способен возбуждать люминесценцию (флуоресценцию), т. е. свечение многих веществ без повышения температуры (§ 155). Если экран, покрытый подходящей солью (например, платиносинеродистым барием[1]) ввести в спектр, то ясно видим продолжение спектра в ультрафиолетовой части: там, где глаз не видит никаких лучей, экран сияет зеленоватым светом.

III. Все виды энергии легко переходят в тепло (I, § 249); свет, поглощаясь в телах, также производит в них тепловые действия; по этим действиям можем судить о невидимых лучах, преимущественно в *инфракрасной части* спектра, так как эти

[1] $BaPt(CN)_4 \cdot 4H_2O$.

лучи производят особенно сильный тепловой эффект. Гершель (1800), который первый исследовал инфракрасную часть спектра, размещал в ней маленькие термометры и наблюдал действие на них инфракрасных лучей.

Гораздо более чувствительным способом исследования невидимых лучей служит метод «болометра». Активным элементом болометра является тончайшая зачернённая платиновая проволока *LL* или полоска; толщина порядка 1—0,1 *мм* (рис. 76).

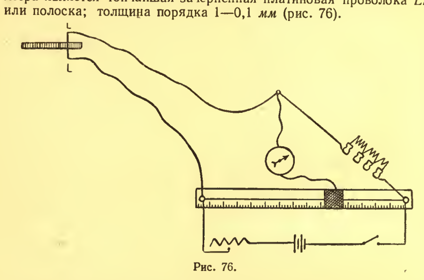


Рис. 76.

При падении света на эту полоску *LL* он поглощается и нагревает проволоку (полоску), электрическое сопротивление проволоки изменяется. Это изменение сопротивления измеряется с помощью моста Уитстона.

Зная температурный коэффициент проволоки α (II, § 58) по формуле $R_t = R_0(1 + \alpha t)$ определяем повышение её температуры с точностью до 10^{-8} градуса, что позволяет оценивать минимальные количества лучистой энергии, действующей на проволоку.

Перемещая проволоку болометра по спектру, видим, что наибольшее нагревание происходит в красной и инфракрасной части спектра; это подтверждает существование лучей за красным концом спектра— инфракрасных лучей.

IV. При соприкосновении двух тел, состоящих из разнородных веществ, например двух пластинок из меди и сурьмы, на них, как известно, возникает так называемая контактная разность потенциалов (II, § 54).

Если имеем два металла *A* и *B* (рис. 77), например Bi—Sb или Cu—Sb, причём спаи их имеют разные температуры T_1 и T_2, то на разомкнутых концах цепи, хотя они и при одинаковой темпера-

туре T_2, возникает разность потенциалов ΔV. Это явление называется термоэлектрическим, а самое соединение тел—термоэлементом.

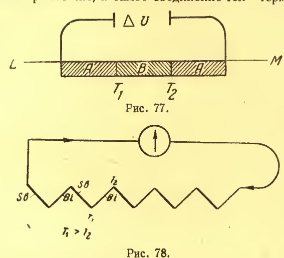


Рис. 77.

Рис. 78.

Вообще возникающие в таком элементе электродвижущие силы очень малы, порядка 10^{-6} *в* на 1° разницы температур.

Соединяя несколько термоэлементов последовательно, получают термобатарею (рис. 78). В настоящее время термоэлементы, термобатареи и активные элементы болометров часто помещаются в вакуум. При этом значительно повышается чувствительность этих приборов.

Наиболее совершенную теорию этих приборов дали учёные Вульфсон и Козырев. Под их руководством были разработаны наиболее чувствительные термоэлементы и термобатареи. Чувствительность лучших образцов достигает порядка 10^{-8} *вт* на 1 *см*² воспринимающей поверхности.

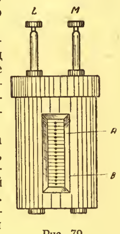


Рис. 79.

Клеммы L и M (рис. 79), к которым подведена проволока от свободных концов термоэлемента, замкнуты на гальванометр G (рис. 79); для большей чувствительности прибора берём зеркальный гальванометр (чувствительность примерно 10^{-9} *a*). Тогда малейшая разность температур спаев (достаточно к AB поднести руку) обнаруживается отклонением зайчика при перемещении зеркала гальванометра.

При исследовании спектра проводят по его длине линию спаев AB термостолбика (рис. 79, 80) и наблюдают действие на гальванометр

его частей, отдельных линий спектра, которые падают на AB. Всякая спектральная линия, где бы она ни была—в видимой, или в невидимой части спектра, попадая на ряд спаев AB, изменяет их тепловое состояние и регистрируется с помощью гальванометра. Таким образом, при помощи этой термоэлектрической установки можно исследовать шаг за шагом какой угодно спектр и выяснить распределение в нём энергии, как в видимой, так и в невидимой его части. К этому вопросу мы вернёмся (§ 130).

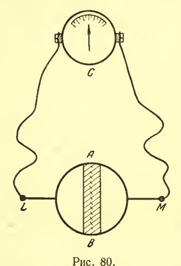
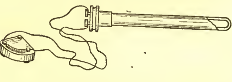


Рис. 80.

В заключение отметим важное техническое применение термоэлементов—это измерение температур, особенно высоких, по возникающим электродвижущим силам. Термопара (платина)—(платина—родий) (90% Pt + + 10% Rh) является основным инструментом при измерении температур выше 500°; подобные инструменты называются пирометрами. Чувствительность этой пары $10 \cdot 10^{-6}$ *в* на 1°. Самый термоэлемент заключается в огнеупорную фарфоровую трубку (рис. 81), клеммы его соединяются с чувствительным гальванометром, шкала которого проградуирована на градусы (до 1600°).


Рис. 81.

IX. ФОТОМЕТРИЯ

36. Фотометрия есть отдел оптики, в котором выясняются и определяются энергетические величины, характеризующие световые явления, и устанавливаются способы их измерения.

Всякое тело при всяких условиях излучает энергию; мощность этого излучения, т. е. энергия, излучаемая в секунду, оценивается потоком её и измеряется в ваттах. Но если перейти к излучению света, то надо иметь в виду, что не всякий вид лучистой энергии вызывает зрительное ощущение (§ 1); накалённый утюг или нагретый реостат имеют мощное излучение, но оно не оценивается глазом.

Пусть S—точечный источник энергии (рис. 82), излучающий её равномерно во все стороны. Построим конус с вершиной в точке S

и углом φ при вершине конуса; как известно, за единицу телесного угла принимаем стерадиан—угол такого конуса, вершина которого лежит в центре шара с радиусом 1 *см* и который выделяет на поверхности этого шара поверхность сегмента в 1 *см*² (рис. 83).

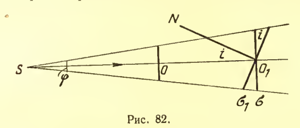


Рис. 82.

Поверхность сегмента ζ, вырезанного на шаре с радиусом r соответствующая углу φ, измеренному в стерадианах, выразится так:

$$\frac{\zeta}{4\pi r^2} = \frac{\varphi}{4\pi}; \quad \zeta = r^2\varphi.$$

Считая поток энергии, излучаемый точкой S, равномерно распределённым по всем направлениям, будем иметь для потока Φ_φ, соответствующего углу φ:

$$\Phi_\varphi = I\varphi,$$

а для всего потока Φ, излучаемого источником S при $\varphi = 4\pi$:

$$\Phi = 4\pi I. \qquad (1)$$

Значение коэффициента I выясняется при $\varphi = 1$ или из формулы:

$$I = \frac{\Phi}{4\pi}.$$

Это значит, что I определяет поток энергии, который излучается источником внутри телесного угла в один стерадиан. Следовательно, I зависит исключительно от источника, характеризуя его мощность выраженную в ваттах.

Применим это общее рассуждение к световому потоку, к потоку энергии, производящему световое ощущение на глаз.

Глаз человека неодинаково воспринимает световые ощущения разного цвета. Среднюю для многих людей чувствительность глаза к свету разной цветности можно характеризовать функцией или коэффициентом видимости[1] V (рис. 84), ход изменения которой

[1] ОСТ 7637.

получим, отлагая на оси абсцисс длины волн видимого света в микронах от фиолетового ($\lambda = 0{,}4\,\mu$) до красного ($\lambda = 0{,}7\,\mu$), а по оси ординат — среднюю чувствительность глаза к этим цветам наибольшая чувствительность глаза обнаружена для зелёных лучей ($\lambda = 0{,}556\,\mu$); значение функции V для этих лучей принимаем за единицу:

$$V(\lambda_з) = 1.$$

Тогда для всяких иных видимых лучей $V(\lambda) < 1$; например:

для $\lambda_{кр} = 0{,}650\,\mu$ (красные лучи) $V(\lambda_{кр}) = 0{,}107$;

для $\lambda_{жёл} = 0{,}590\,\mu$ (жёлтые лучи) $V(\lambda_{жёл}) = 0{,}757$;

для $\lambda_{фиол} = 0{,}4\,\mu$ (фиолетовые лучи) $V(\lambda_{фиол}) = 0{,}0004$

и т. д.

Вывод, к которому приводит это исследование: не весь поток излучаемой энергии воспринимается глазом как свет, а лишь та

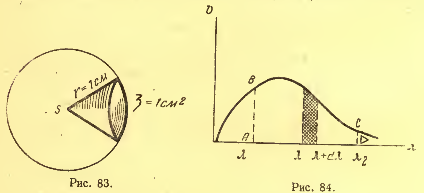


Рис. 83. Рис. 84.

его часть, которая определяется функцией видимости для данного сорта лучей. Чтобы получить мощность потока, оцениваемого по его световому воздействию на глаз, надо весь поток энергии, излучаемый данным источником

$$\Phi = 4\pi I \tag{1}$$

умножить на функцию видимости $V(\lambda)$; результат даёт поток:

$$F = \Phi \cdot V, \tag{2}$$

который определит мощность с в е т о в о г о потока.

Из этого выражения потока F видно, что при наибольшем значении коэффициента V достаточно небольшого потока энергии Φ, чтобы вызвать интенсивное ощущение света, и обратно: при малых значениях функции V нужен большой поток энергии Φ, чтобы достигнуть того же светового ощущения.

Размерность F по формуле (1):

$$[F]=[C^2G^1S^{-3}\cdot V].$$

37. Применяя к световому потоку F общие соображения о равномерном (изотропном) потоке энергии точечного источника S (рис. 82), находим:

а) Для светового потока в угле φ:

$$F=I'\cdot\varphi. \qquad (3)$$

б) Для всего светового потока:

$$F=4\pi I', \qquad (3')$$

где I — характеристика источника.

Если поток неизотропный, в котором мощность меняется по разным направлениям, то для направления, определяемого углом $d\varphi$, имеем:

$$dF=I'\cdot d\varphi. \qquad (3'')$$

Выражая из (3) или (3″) величину I, определяем её физическое значение:

$$I'=\frac{F}{\varphi}; \quad I'=\frac{dF}{d\varphi}. \qquad (4)$$

Как уже было сказано, I' характеризует сам источник света, с точки зрения его действия на глаз; именно, отношение светового потока к телесному углу, в котором он распространяется, называем силой света источника.

Международные конференции электриков и специальные совещания по освещению (с 1884 г.) затратили много труда, чтобы достигнуть единства в определении световых единиц; но надо признать, что полной определённости в этом вопросе ещё не установлено.

По международному соглашению за единицу силы света принята сила света сферического излучения эталонных ламп, устройство и режим которых стандартизованы; эти эталонные лампы хранятся в метрологических учреждениях каждой страны[1] и с ними сравнивают иные источники света. Так установленная единица силы света называется международной свечой (*св*)[2].

---

[1] У нас — во Всесоюзном научно-исследовательском институте метрологии имени Д. И. Менделеева.

[2] В 1940 г. предложена новая единица силы света. Это 1/60 силы света, излучаемого в направлении нормали 1 *см*² чёрного тела (§ 135) при температуре затвердевания платины (2046°,6 K). Сила света этого источника отличается от международного на 2%.

Подобную единицу ещё в 1884 г. предложил французский физик Виолль (единица Виолля).

Полагая в фомуле (3) $I' = 1$ *св*, $\varphi = 1$ *стерадиан*, находим:

$$F = 1 \text{ св.}\ 1 \text{ ст} = 1 \text{ лм.}$$

Из этого определения следует, что единица светового потока люмен есть такой световой поток, который в 1 стерадиане излучает источник в 1 *св*.

Полный сферический поток F_0, излучаемый 1 *св*:

$$F_0 = 4\pi \cdot 1 = 12{,}566 \text{ лм.}$$

Люмен-секунда есть единица световой энергии; это энергия переносимая световым потоком в 1 *лм* в 1 *сек*.

Ангстрем (1884) и другие физики определили механический эквивалент световой энергии, т. е. определили соотношение между люмен-секунда и джоулем.

В настоящее время для лучей наибольшей чувствительности для глаза (зелёные лучи, $\lambda = 0{,}555\,\mu$) принято:

$$1 \text{ лм-с} = 0{,}00155 \text{ дж},$$

или:

$$1 \text{ лм} = 0{,}00155 \text{ вт}.$$

Обратно: 1 *вт* = 650 *лм*.

При лучах иной цветности, для которых $V < 1$, люмену соответствует большая мощность; поэтому величина $0{,}00155 \frac{\text{вт}}{\text{лм}}$ является наименьшим значением механического эквивалента света.

Если источником света является не точка, а поверхность тела, то вводится понятие о яркости излучения поверхности источника в данном направлении. Яркостью поверхности называем силу света, излучаемого этой поверхностью с единицы площади в нормальном направлении:

$$B = \frac{dI'}{ds}.$$

За единицу яркости принят стильб (*сб*) — это яркость равномерно светящейся плоской поверхности, испускающей в перпендикулярном к ней направлении свет силой в одну свечу с 1 $см^2$ в этом направлении.

Так, яркости:

Белой поверхности, освещённой Солнцем	—	3 стильба
Ясного неба	—	0,15 »
Ночного неба	—	10^{-8} »
Волоска электролампы	—	~ 300 »
Поверхности Солнца	—	10^5 »

Если лучеиспускание происходит в данном направлении N, определяемом углом β (рис. 85), то яркостью светящейся поверхности s в данном направлении называем:

$$B=\frac{dI'}{ds\cos\beta}.$$

Если величину B отнести не к поверхности тела, а к сечению светового потока в данном месте его, то вектор:

$$R=\frac{dI'}{ds\cdot\cos\beta}=\frac{dF}{ds\cdot\varphi\cdot\cos\beta} \qquad (4')$$

называем интенсивностью светового потока.

Положим, что источник неравномерно излучает, сила его света неодинакова по разным направлениям и определяется для данного направления законом Ламберта:

$$I=I_0\cos\beta;$$

тогда яркость не зависит от направления излучения и одинакова по всем направлениям:

$$B=\frac{dI'}{ds}.$$

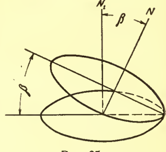


Рис. 85.

Таково излучение Солнца, матовых поверхностей.

38. Пусть в точке S (рис. 82) находится источник с силой света I' свечей; опишем около S сферу радиусом $SO=R_1$ и выделим на ней поверхность сегмента σ, соответствующую телесному углу φ:

$$\sigma=R_1^2\varphi;$$

количество энергии, приходящееся на единицу поверхности, выразится так:

$$\frac{F}{\sigma}=\frac{I'\varphi}{R_1^2\varphi}=\frac{I'}{R_1^2}=E. \qquad (5)$$

Эту величину E называем поверхностной плотностью светового потока или освещённостью поверхности. Закон, выражаемый формулой (5), говорит, что освещённость обратно пропорциональна квадрату расстояния от поверхности до источника света.

Положим $I'=1$ *св*, $R_1=1$ *см*, находим $E=1$; эта единица плотности светового потока или освещённости называется фот (*ф*); при этом $\varphi=1$ стерадиану. Следовательно, фот есть такая плотность потока, при которой люмен равномерно распределён на 1 *см*^{2} поверхности.

Единица в 10^4 раз меньшая называется люкс; это поверхностная плотность или освещённость, при которой люмен распределяется на 1 $м^2$ поверхности.

Примеры освещённости:

Солнце в полдень летом	— 10^5	лк
В светлой комнате	— 10^2	»
Для работы при искусственном свете	— 30 — 150	»

Обобщим закон освещённости. На расстоянии $SO_1 = R$ (рис. 82) от источника S построим плоскость, перпендикулярную к оси конуса с углом φ при вершине. Поток $I\varphi$ (опускаем штрих) будет падать на площадь круга σ; освещённость этой площади круга E_2 будет иметь значение:

$$E_2 = \frac{I\varphi}{\sigma};$$

для площади σ_0 на расстоянии $SO = R_1 = 1$ $м$ аналогично имеем:

$$E_1 = \frac{I\varphi}{\sigma_0}; \quad \frac{\sigma}{\sigma_0} = \frac{R^2}{R_1^2} = R^2; \quad \sigma = \sigma_0 R^2;$$

поэтому:

$$E_2 = \frac{I \cdot \varphi}{\sigma_0 R^2}.$$

Обозначим:

$$\frac{I\varphi}{\sigma_0} = K; \qquad \text{(a)}$$

так как I, φ, σ_0 постоянны для данного конуса, то K величина постоянная:

$$E_2 = \frac{K}{R^2}.$$

Если секущую плоскость наклоним к оси конуса SO так, чтобы она образовала с σ угол i, то в сечении получим эллипс (рис. 82), площадь которого обозначим через σ_1. Освещённость этой площади выразим так:

$$E = \frac{I\varphi}{\sigma_1} = \frac{I\varphi}{\sigma} \cdot \frac{\sigma}{\sigma_1} = \frac{K}{R^2} \cdot \frac{\sigma}{\sigma_1},$$

но

$$\sigma = \sigma_1 \cdot \cos i$$

поэтому

$$E = K \frac{\cos i}{R^2} \qquad \text{(б)}$$

Это обобщённый закон освещения: плотность светового потока или освещённость поверхности прямо пропорциональна косинусу угла падения лучей и обратно пропорциональна квадрату её расстояния от источника светового потока.

Напомним, что закон косинуса приобретает особую наглядность в частном случае однородности поля (светового, электрического, магнитного, ср. II, § 12) при параллельных лучах; таков случай освещения Земли Солнцем. Обозначив поток параллельных лучей, нормально падающих на поверхность σ, через Φ_0 и поток, падающий на ту же поверхность (рис. 86) наклонно под углом i, через Φ, находим:

$$E_0 = \frac{\Phi_0}{\sigma}; \quad E = \frac{\Phi}{\sigma};$$

$$\Phi = \Phi_0 \cos i;$$

$$E = \frac{\Phi_0}{\sigma} \cos i = E_0 \cos i.$$

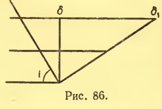


Рис. 86.

Освещённость поверхности пропорциональна косинусу угла падения лучей.

39. Коэффициент K определяет число фотов или число люксов, оценивающих освещённость поверхности на расстоянии $R = 1$ *см* (или, соответственно, $R = 1$ *м*); при прочих равных условиях K пропорционально силе света источника I (формула *a*). На этом основании устраиваются ф о т о м е т р ы — приборы, при помощи которых можно сравнивать K разных источников света, а следовательно, измерять I — силу света исследуемого источника, сравнивая её с силой света эталонных источников.

Рис. 87.

Два источника света S_1 и S_2 (рис. 87) освещают с двух сторон поверхность OO_1; при условии $\cos i = 1$ освещённости E_1 и E_2 этой поверхности удовлетворяют условию:

$$E_1 : E_2 = \frac{I_1}{r_1^2} : \frac{I_2}{r_2^2},$$

если

$$E_1 = E_2,$$

то

$$\frac{I_1}{r_1^2} = \frac{I_2}{r_2^2}; \quad \frac{I_1}{I_2} = \frac{r_1^2}{r_2^2}. \tag{7}$$

Таким образом, измерение сил света источников сводится к измерению расстояний их до одинаково освещённых ими поверхностей.

Различные типы фотометров имеют целью осуществить возможность сравнивать освещённости поверхностей при указанных условиях. Схема фотометра Л ю м е р а - Б р о д х у н а, входящая во многие другие фотометры, такова: два тела в виде прямоугольных призм ABC и $A_1B_1C_1$ из одного и того же стекла (одно

тело имеет против прямого угла выпуклую поверхность) сложены гипотенузами, причём выпуклая часть второй призмы MN тщательно пришлифована к гипотенузе первой (рис. 88). Лучи от источников S_1 и S_2 проходят через участок MN без преломления. Лучи от источника S_1 в виде пучка bb попадают в поле трубы наблюдателя T; лучи же от источника S_2 выше M и ниже N терпят полное внутреннее отражение от плоскости AC и в виде кольцевого пучка лучей aa тоже попадают в трубу T.

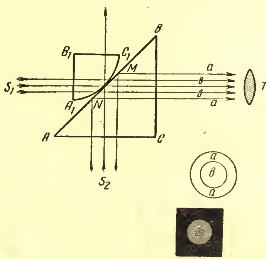


Рис. 88.

Таким образом, в трубе T видим центральный освещённый кружок *в* от источника S_1 и кольцо *a*, освещённое источником S_2. Перемещая источники S_1 и S_2, добиваемся, чтобы освещённости *a* и *в* были одинаковы; тогда, применяя формулу (7), можем сравнить силы света I_1 и I_2 источников S_1 и S_2. Если источник S_2 эталонный, сила света которого известна (например, эталонная лампа в 40 свечей), то определяем силу света источника S_1. Лабораторное осуществление этой схемы весьма разнообразно в разных фотометрах.

Заметим, что точное сравнение сил света возможно лишь для одноцветных источников, так как глаз весьма различно воспринимает освещённости разной цветности (§ 36).

После обзора явлений лучевой оптики, с которыми должна считаться всякая теория света, как с опытным материалом для её построения, можем перейти к изучению современных взглядов на природу излучения, в частности на природу света.

Глава II

ВОЛНОВАЯ ОПТИКА

1. ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ СВЕТА

А. ОСНОВНЫЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ И ОПЫТЫ ФРЕНЕЛЯ

40. Гюйгенс высказал гипотезу о волновой природе света (1690) и весьма подробно обосновал её. При этом он опирался на аналогию явлений звука и света, уподобляя светящееся тело звучащему. Как от источника звука во все стороны по воздуху распространяются волны звука, так же и от светящегося тела распространяются во все стороны волны света по мировой, всепроникающей среде—по эфиру. Но Гюйгенс не мог обнаружить волн света. Экспериментальные доказательства того, что существуют волны света, были даны английским физиком Юнгом[1] (1807) и французским Френелем[2], которые рядом знаменитых экспериментов неоспоримо установили волновую природу света; Френель построил широко развитую теорию о волнах света.

Прямое доказательство того, что свет есть явление волнового характера, состоит в экспериментальном обнаружении факта интерференции света (I, § 140), т. е. в доказательстве того парадоксального факта, что свет, прибавленный к свету, может усилить свет, а может и ослабить его и даже погасить, в зависимости от разности фаз слагающихся световых волн. Впервые это было доказано Френелем; он первый увидел, что свет может погасить свет.

Приступая к исследованию интерференции света, Френель прежде всего подробно выяснил, при каких условиях можно наблюдать это явление.

---

[1] Томас Юнг (1773—1829), см. т. I, (§ 89).

[2] Огюстен Френель (1788—1827), роднлся в г. Брольи, окончил Политехннческую школу н вёл инженерные работы в провинцнн, в то же время неустанно работал над основными вопросами оптнки. Его экспериментальные н теоретические исследования оправдали представленне о волновой прнроде света.

В общей теории колебаний (I т., гл. VII) был рассмотрен процесс интерференции волн, распространяющихся от двух источников с постоянными и равными T и λ, и выяснены условия, при которых наложение (суперпозиция) волн ведёт к возрастанию амплитуд в одних точках волнового поля и к уменьшению их в других, что влечёт за собой аномальное распределение энергии по направлению волновых потоков.

Всякий источник света состоит из множества частиц—атомов, молекул, электронов, взаимодействующих друг с другом, взаимно возбуждаемых к излучению с разными амплитудами, периодами и фазами. Все эти характеристики хаотически изменяются при бесчисленных взаимодействиях излучающих частиц, и в любой точке светового поля этих источников мы наблюдаем средний статистический результат сложения всех векторов, определяющих световые волны, появившиеся в данной точке в данный момент времени. Следовательно, для наблюдения интерференции надо иметь такие два световых потока, при наложении которых интерференционные явления были бы заметны при наличии тех хаотических явлений, о которых была речь.

Это условие возможности наблюдения интерференции света Френель выражает так[1]:

«Одно из необходимых условий для наблюдения интерференции состоит в том, чтобы сходящиеся лучи исходили из одного общего источника... Всякая система волн при встрече с другой системой будет на неё оказывать определённое действие, причём безразлично, будут ли обе они исходить из одного или различных источников... Но для того, чтобы взаимодействие стало заметно для наших глаз, недостаточно, чтобы оно существовало; нужно ещё, чтобы проявления его сохранились. Но как раз этого и не может быть, когда обе системы интерферирующих волн исходят из разных источников. В самом деле, частицы светящихся тел, колебания которых приводят в движение эфир и производят свет, должны испытывать в своих колебаниях весьма частые возмущения... Эти противоположные действия будут чередоваться с чрезвычайно большой быстротой и дадут глазу одно только непрерывное ощущение, которое будет средним из более или менее ярких ощущений... и которое останется неизменным, какова бы ни была разность пройденных путей. Иначе обстоит дело, если оба пучка света исходят из одного общего источника. В этом случае обе системы волн, исходящие из одного центра колебаний, испытывают все возмущения одинаковым образом и в один и тот же момент, а это не создаёт никакой разницы в их относительном положении; таким образом, если движения их вполне совпадали с самого начала, то продолжают со-

[1] О. Френель, О свете (мемуар), Гиз, 1928, стр. 55.

впадать и далее, если же расходились, то продолжают расходиться, и так до тех пор, пока центр колебания продолжает посылать свет».

Обобщая это рассуждение Френеля, можно сказать, что условие возможности интерференции двух световых потоков заключается в том, чтобы фазы колебаний в источниках этих потоков были одинаковы или отличались друг от друга на постоянную величину. Источники, способные дать интерференцию, называются когерентными[1].

Итак, прежде всего необходимо иметь два когерентных источника света. Френель достиг этого при помощи установки двух плоских зеркал, способных раздвоить один источник света; он получил от одного источника два световых потока. Два плоских зеркала A и B (рис. 89) наклонены друг к другу под углом, близким к 180°. Возьмём возможно яркий источник света S (рис. 90), например щель проекционного фонаря, параллельную ребру пересечения зеркал O; в каждом зеркале получим по изображению источника S_1 и S_2. Эти два изображения мы можем принять за два тождественных источника света. Они и будут когерентными источниками света, так как они имеют одно и то же происхождение и постоянны один относительно другого по фазам.

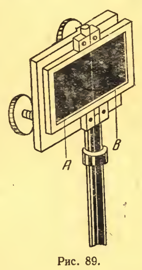


Рис. 89.

Сначала предположим, что оба источника монохроматические, например красные; для этого достаточно закрыть основной источник S красным светофильтром.

Рис. 90.

При этих условиях в световом поле будет две системы налагающихся друг на друга волн (рис. 91) от источников S_1 и S_2 (I, § 124).

Обозначив сплошными дугами гребни волн, а пунктирными—впадины (рис. 92), видим, что в некоторых точках поля волны усилят друг друга (крестики), в других—погасят друг друга (кружочки). Если это световое поле пересечь экраном QQ (рис. 91, 92), то на нём должны появиться светлые и тёмные полосы как результат интерференции волн в разных его точках, сообразно с разностью хода волн от S_1

[1] Cohaerere (лат).—сцепляться, иметь внутреннюю связь, быть связанным.

и S_2: в O светлая полоса, в O_1 и O_3—тёмные, в O_2 и O_4 светлые полосы и т. д.

Именно такую интерференционную картину (рис. 93) впервые увидел Френель: «Таким образом,—говорит он,—вполне доказано, что в некоторых случаях свет, прибавленный к свету, даёт темноту».

Для осуществления двух когерентных источников света вместо двух зеркал A и B Френель пользовался также двумя сложенными основаниями тонкими призмами A и B (рис. 94), так называемой бипризмой Френеля; в каждой призме пучки лучей, вышедшие из источника S, отклоняются к основаниям призм (рис. 25) и дадут мнимые изображения S_1 и S_2. Как и в случае зеркал, сложение волн этих двух когерентных источников обусловит на экране QQ (рис. 91) появление полос интерференции (рис. 93).

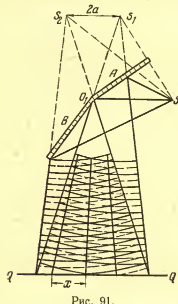


Рис. 91.

Эти основные опыты и множество иных, им подобных, устанавливают, что существует интерференция света и следовательно свет по своей природе есть некоторый волновой процесс.

Б. ДЛИНЫ ВОЛН СВЕТА

41. Экспериментально установив явление интерференции света, Френель перешёл к выяснению вопроса о длине световых волн, т. е. о расстояниях, которые отделяют друг от друга точки, находящиеся в одних и тех же фазах при распространении волнового процесса от источника света (I, § 135).

Если описанный интерференционный опыт выполнить с разными светофильтрами, ставя на пути лучей красное, зелёное и синее стекло (рис. 95), то сразу видим на экране, что светлые красные линии более раздвинуты, чем зелёные, а зелёные—более, чем синие и фиолетовые.

Если же получить интерференционные полосы в белом свете, то в середине картины получим белую светлую линию, а остальные светлые линии окажутся окрашенными в спектральные цвета, причём светлые линии обращены своими фиолетовыми концами к центральной линии O. Эти наблюдения прямо говорят, что длины волн лучей разной цветности различны, так как усиление и ослабление их происходят в разных точках экрана, т. е. разность хода для

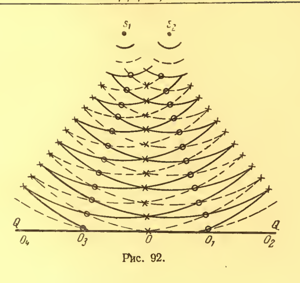


Рис. 92.

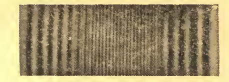


Рис. 93.

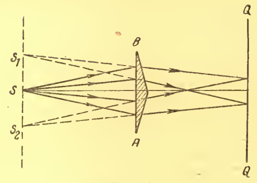


Рис. 94.

этих волн становится равной $2n\frac{\lambda}{2}$ или $(2n+1)\frac{\lambda}{2}$ —чётному или нечётному числу полуволн (I, § 124)—на разных расстояниях от источников S_1 и S_2.

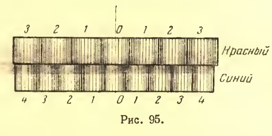


Рис. 95.

Чтобы более точно выяснить количественную зависимость длины волны от величин, характеризующих описанную установку, представим себе, что при помощи зеркал Френеля мы получили два монохроматических источника S_1 и S_2, дающих, например, красный свет; на экране в их световом поле имеем ряд максимумов и минимумов света, например красные и тёмные полосы (рис. 93). Пересечём световое поле экраном, расположив его параллельно линии QQ_1 (рис. 96); на нём наблюдаем центральную светлую линию O (в нашем случае — красную); для этой точки $S_1O = S_2O$, следовательно, разность хода $\xi = 0$; налево и направо от неё тёмные и светлые полосы $O_1, O_2, O_3, \ldots$; положение каждой из них определится разностью хода:

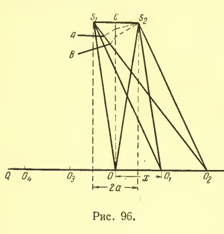


Рис. 96.

для точки O_1:

$$\xi_1 = S_1A = S_1O_1 - S_2O_1;$$

для точки O_2:

$$\xi_2 = S_1B = S_1O_2 - S_2O_2$$

и т. д.

Если $\xi_1 = \frac{\lambda}{2}$, или вообще $\xi = (2n+1)\frac{\lambda}{2}$ (при $n = 0, 1, 2, 3, \ldots$), то в таких точках имеем тёмные полосы (свет погасил свет); если же $\xi_1 = 2\frac{\lambda}{2}$, или вообще $\xi = 2n\frac{\lambda}{2}$ (при $n = 1, 2, 3, \ldots$), то

в таких точках имеем светлые полосы (максимум яркости, свет усилил свет).

Обозначив $S_1S_2 = 2a$, $CO = L$; $OO_1 = x$, находим (рис. 96):

$$\xi = S_1O_1 - S_2O_1;$$

$$S_1O_1 = \sqrt{L^2 + (x+a)^2}; \quad S_2O_1 = \sqrt{L^2 + (x-a)^2};$$

$$\xi = L\left[1 + \left(\frac{x+a}{L}\right)^2\right]^{\frac{1}{2}} - L\left[1 + \left(\frac{x-a}{L}\right)^2\right]^{\frac{1}{2}}.$$

Каждый из биномов разложим в ряд Ньютона; так как $\left(\frac{x+a}{L}\right)^2$ и $\left(\frac{x-a}{L}\right)^2$ суть очень малые величины (полосы очень близки друг от друга, а расстояние до экрана значительно), то в разложении отбросим все члены, кроме первых:

$$\xi = L\left[1 + \frac{1}{2}\left(\frac{x+a}{L}\right)^2 - 1 - \frac{1}{2}\left(\frac{x-a}{L}\right)^2\right] = \frac{2ax}{L}.$$

Такое же вычисление можно проделать по отношению ко всякой линии (светлой или тёмной); поэтому вообще имеем:

$$\xi = \frac{2ax}{L}. \quad (1)$$

Рис. 97.

Здесь ξ есть разность хода для некоторой n-й полосы, считая от центральной O, для которой $n = 0$; x — расстояние от центральной линии O до наблюдаемой n-й.

Поэтому:

1. Если наблюдаем n-ю светлую полосу, то $\xi = 2n\frac{\lambda}{2}$:

$$2n\frac{\lambda}{2} = \frac{2ax}{L}; \quad n\lambda = \frac{2ax}{L}. \quad (2)$$

2. Если наблюдаем n-ю тёмную полосу, то

$$\xi = (2n+1)\frac{\lambda}{2}; \ (2n+1)\frac{\lambda}{2} = \frac{2ax}{L}. \quad (3)$$

Последние соотношения дают формулы для вычисления длины волны света определённой цветности (например, красного цвета):

$$\lambda = \frac{2ax}{nL}; \quad \lambda = \frac{4ax}{(2n+1)L}. \quad (4)$$

Расстояния a и L могут быть заранее измерены для данной установки, x — расстояние между двумя наблюдаемыми полосами — O и O_1 может быть измерено при помощи лупы или трубы с микрометром (рис. 97). Таким образом, все величины, входящие в формулы (4), известны и потому зная их, можно вычислить λ.

42. Замечательные выводы, к которым пришёл Френель при его наблюдениях распространения и интерференции световых волн в воздухе, могут быть формулированы так:

1. Субъективно воспринимаемая разность цветности света зависит от объективной разности в длинах световых волн.

2. Глаз наш по своему устройству способен воспринимать как свет волны, длины которых заключены в пределах от $0{,}76\ \mu = 7{,}6 \cdot 10^{-5}$ *см* до $0{,}4\ \mu = 4 \cdot 10^{-5}$ *см*.

3. Волны наибольшей длины (прибл. $\lambda = 0{,}76\ \mu$) вызывают ощущение красного цвета, волны наименьшей длины (прибл. $\lambda = 0{,}4\ \mu$) — фиолетового цвета; остальные цвета соответствуют длинам волн, лежащим в этих пределах:

$$0{,}76\ \mu > \lambda > 0{,}4\ \mu \text{ (микрон)},$$

или:

$$760\ m\mu > \lambda > 400\ m\mu \text{ (миллимикрон)}.$$

Для измерения столь малых длин введена новая единица длины — ангстрем[1]:

$$1 \text{ ангстрем} = 1\,\text{Å} = 10^{-10}\ м = 10^{-8}\ см = 10^{-4}\ \mu.$$

Тогда пределы видимого спектра изобразятся так:

$$7600\,\text{Å} > \lambda > 4000\,\text{Å}.$$

Красный конец *Фиолетовый конец*

При помощи известного соотношения: $\nu = \frac{c}{\lambda}$, где $c = 3 \cdot 10^{10}\ \frac{см}{сек}$, находим пределы частот колебаний, которые глаз воспринимает как свет:

$$4 \cdot 10^{14} < \nu < 7{,}6 \cdot 10^{14}$$

Есть более точные способы определения длин волн (§ 47, 66) света, но изученный способ Френеля был первый по времени и принципиально наиболее важный, так как он решил основной вопрос о самом существовании волн света и о возможности их измерения.

4. Обозначим расстояние от середины центральной полосы O (рис. 96) до середины n-й светлой полосы через x_1, а расстояние от середины центральной полосы до середины $(n+1)$-й полосы через x_2; тогда по формуле (4) имеем:

$$x_1 = n\lambda \frac{L}{2a}; \quad x_2 = (n+1)\lambda \frac{L}{2a};$$

$$\Delta x = x_2 - x_1 = \lambda \frac{L}{2a}. \tag{5}$$

[1] По имени шведского физика Ангстрема (1814—1874).

Это значит, что расстояния между полосами данного цвета пропорциональны длине волны.

5. Если источник S немонохроматический, например белый, то светлые полосы разной цветности расположатся в различных местах экрана $\left(\text{различны } \frac{\lambda}{2}\right)$, и потому светлые полосы будут окрашены в спектральные цвета.

B. ДИСПЕРСИЯ

1. Нормальная дисперсия

43. Френель описанными выше опытами обосновал (1815) гипотезу Гюйгенса; он рассматривал свет как периодическое возмущение в эфире, распространяющееся со скоростью $c = 3 \cdot 10^{10} \frac{см}{сек}$. Хотя мы теперь имеем иные представления о природе того волнового процесса, который воспринимаем, как свет, тем не менее теория Френеля даёт общие основания для всякой системы наших воззрений на природу света и вообще излучения.

Всякая теория света должна дать объяснение тем фактам, которые мы непосредственно наблюдаем при распространении света — прямолинейное распространение, отражение, преломление, дисперсия. Рассмотрим, как теория Френеля представляет эти явления. Начнём с дисперсии.

Опыт говорит, что при дисперсии луч каждой цветности идёт по своему, отличному от других лучей пути, причём (§ 35):

$$n_{кр} < n_{ор} < n_{жёл} < \ldots < n_{син} < n_{фиол}.$$

Теория Френеля, рассматривая свет как волновой процесс устанавливает:

$$\lambda_{кр} > \lambda_{ор} > \lambda_{жёл} > \ldots > \lambda_{син} > \lambda_{фиол}.$$

Обозначая, как всегда, скорость света в пустоте (т. е. там, где $\mu = 1$, $\varepsilon = 1$) через c и длину волны через λ_0, находим:

$$\lambda_0 = cT,$$

где T есть период источника света. При переходе в иную среду (например, в стекло) происходит дисперсия, изменяется длина волны и скорость распространения волн разной цветности; но остаются постоянными ν и T:

$$\lambda_{кр} = v_{кр}T;\ \lambda_{ор} = v_{ор}T;\ \lambda_{жёл} = v_{жёл}T \ldots \lambda_{фиол} = v_{фиол}T;$$

так как:

$$n_{\text{кр}} = \frac{c}{v_{\text{кр}}}; \quad n_{\text{ор}} = \frac{c}{v_{\text{ор}}} \;\ldots\ldots\; n_{\text{фиол}} = \frac{c}{v_{\text{фиол}}},$$

то:

$$n_{\text{кр}} = \frac{cT}{v_{\text{кр}}T}; \quad n_{\text{ор}} = \frac{cT}{v_{\text{ор}}T}; \quad n_{\text{жёл}} = \frac{cT}{v_{\text{жёл}}T} \ldots\ldots n_{\text{фиол}} = \frac{cT}{v_{\text{фиол}}T};$$

$$n_{\text{кр}} = \frac{\lambda_0}{\lambda_{\text{кр}}}; \quad n_{\text{ор}} = \frac{\lambda_0}{\lambda_{\text{ор}}}; \quad n_{\text{жёл}} = \frac{\lambda_0}{\lambda_{\text{жёл}}} \ldots\ldots n_{\text{фиол}} = \frac{\lambda_0}{\lambda_{\text{фиол}}}.$$

Последние соотношения можно кратко выразить так:

$$n = f(\lambda), \tag{6}$$

явление дисперсии обусловливается зависимостью показателя преломления от длины волн. Таким образом, распределение цветных лучей в спектре в сущности есть распределение их по длинам волн.

В современных спектрометрах так и поступают: для ориентировки в расположении спектральных линий их проектируют на шкалу, которая даёт длины соответствующих волн; так жёлтая линия D в спектре натрия соответствует длине волны 0,589 μ, фиолетовая в спектре калия — длине волны 0,404 μ и т. д.

Отметим длину волны жёлтой линии D в спектре натрия:

$$\lambda_D = 0{,}5890\,\mu = 5890\,\text{Å}.$$

В основу построения шкалы длин волн по международному соглашению (1905) положено точнейшее измерение длины волны красной линии кадмия (Cd) в ангстремах:

$$\lambda_{\text{Cd}} = 6438,\ 4696\,\text{Å}.$$

Когда эта основная линия нанесена на шкалу, можно её проградуировать в ангстремах, нанося направо и налево от основной линии спектральные линии иных элементов, выражая длины их волн в ангстремах. В этих единицах очень точно установлены следующие длины, соответствующие основным линиям (нормали первого порядка) в спектрах некоторых элементов:

1. Калий (K)	красная	7664,907 A — 0,766 μ;
»	красная	7698,979 Å;
	фиолетовая	4044,140 Å;
2. Литий (Li)	красная	6707,844 Å;
3. Натрий (Na)	жёлтые	5889,953 Å и 5895,923 Å;
4. Кальций (Ca)	синяя	4226,728 Å;
»	зелёная	5543 Å.

5. Барий (Ba)	зелёная	5535,551 Å.
6. Стронций (Sr)	голубая	4607,321 Å.
7. Водород (H)	красная	6562,79 Å;
»	зелёная	4861,327 Å;
»	синяя	4340,51 Å;
»	фиолетовая	4101,78 Å;
8. Гелий (He)	жёлтая	5875,618 Å;
»	фиолетовая	3888,646 Å;
9. Азот (N)	фиолетовые	3755 Å и 3805 Å.

По этим основным линиям ориентируются линии иных спектров при их исследовании; например длины волн линий в ультра-

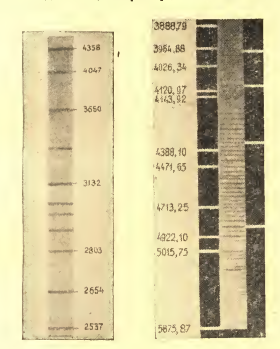


Рис. 98.

Рис. 98а.

фиолетовой части спектра паров ртути (рис. 98) или линии поглощения в спектре Солнца (рис. 98а); на этом же рисунке приведены спектр водорода (справа), спектр гелия (слева).

Кроме того, очень точно установлены нормали второго порядка, принадлежащие железу: а) 4 линии между

6760,163 и 6546,250; б) линия 5709,396; в) 27 линий между 4233,615 и 3370,789, а также в спектре неона 7032,412 и 5852,488.

При помощи указанных выше методов (§ 35) и иных исследованы невидимые части спектров; оказалось, что за красным концом видимого спектра ($\lambda = 0{,}76\ \mu$) можно проследить инфракрасные лучи до $\lambda = 343\ \mu = 0{,}343$ *мм* и за фиолетовым концом ($\lambda = 0{,}4\ \mu$) в ультрафиолетовой области до $\lambda = 40\,Å$. За этими пределами инфракрасной и ультрафиолетовой областей, как увидим, с инфракрасной стороны расположены электромагнитные волны, всё более и более возрастающей длины волны, существование которых установил Герц (II, § 144); эти волны используются в радиотехнике; с другой стороны, ультрафиолетовая область спектра граничит с областью ещё более коротких рентгеновских волн с λ до $0{,}1\,Å$ (§ 78).

Таким образом, введение представления в волновом характере световых явлений весьма сильно расширило наши сведения о дисперсии и о видимой и невидимой части спектра. Более подробно этот вопрос рассмотрен дальше (§ 83, 107, 108).

2. Фазовая и групповая скорости света

44. При определении скорости света мы представляем себе, что некоторый вибратор (на подобие камертона), являющийся центром возникающего волнового процесса с частотой ν, образует волну в окружающем пространстве, и скорость распространения этой волны

$$c = \lambda\nu$$

мы и стремимся определить; иначе то же самое можно выразить так, что мы определяем скорость, с которой от точки к точке переходит фронт волны или поверхность одинаковых фаз колебаний (I, § 125). Так понимаемая скорость, определяемая по формуле (7), называется волновой, или фазовой скоростью.

На самом деле, как показал впервые (1877) английский физик лорд Релей[1], при всех определениях скорости света находим значение так называемой групповой, а не фазовой скорости света.

Рассмотрим случай, когда распространение немонохроматического света происходит в среде с дисперсией (§ 44); как известно, явление дисперсии обусловлено тем, что скорость распространения света в диспергирующей среде зависит от длины волны, именно (стр. 86.):

$$n = f(\lambda);$$

следовательно:

$$c_1 = f(\lambda_1); \text{ или } c_1 = f_1(\nu_1), \tag{8}$$

где c_1 — скорость распространения волны λ_1, в рассматриваемой среде, ν_1 — соответствующая ей частота.

---

[1] Лорд Релей (1842—1919), ранее Джон Стрет, дал ряд замечательных исследований по разным вопросам акустики и оптики.

Если в этой же среде распространяется другая волна λ_2 с другой скоростью c_2 и иной частотой колебаний ν_2, близкой к ν_1 (рис. 99):

$$c_2 = f(\lambda_2); \quad c_2 = f_1(\nu_2),$$

то вообще возникают биения (I, рис. 253).

Положим $\lambda_1 > \lambda_2$ и скорость $c_1 > c_2$; тогда в точках A и C более длинная волна (пунктир) разойдётся с более короткой (сплошная линия), в этих

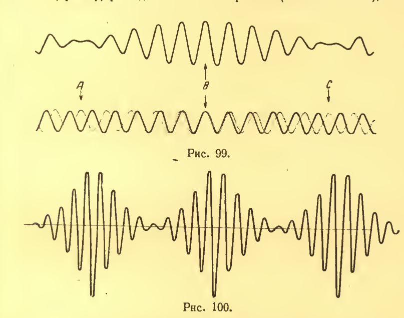


Рис. 99.

Рис. 100.

точках отклонение нуль, волны погасили друг друга; в точке B — фазы одинаковы, волны усилили друг друга, амплитуда максимум. Этот результат изображён отдельно внизу (рис. 100).

Положим, что разности $\nu_1 - \nu_2 = \Delta\nu$, $c_1 - c_2 = \Delta c$ и $\lambda_1 - \lambda_2 = \Delta\lambda$ весьма малы, т. е. что волны немного отличаются друг от друга; тогда для каждой волны имеем уравнение её распространения (I, § 136):

$$y_1 = A \sin\left[\frac{2\pi t}{T_1} - \frac{2\pi x}{\lambda_1}\right]; \quad y_2 = A \sin\left[\frac{2\pi t}{T_2} - \frac{2\pi x}{\lambda_2}\right];$$

иначе:

$$y_1 = A \sin 2\pi\left[\frac{c_1 t}{\lambda_1} - \frac{x}{\lambda_1}\right]; \quad y_2 = A \sin 2\pi\left[\frac{c_2 t}{\lambda_2} - \frac{x}{\lambda_2}\right].$$

Результат сложения этих волн изобразится так:

$$y = A\left[\sin 2\pi\frac{c_1 t - x}{\lambda_1} + \sin 2\pi\frac{c_2 t - x}{\lambda_2}\right],$$

преобразование этой формулы с подстановкой:

$$\lambda_2 = \lambda_1 - \Delta\lambda; \quad \lambda_1 = \lambda_2 + \Delta\lambda; \quad c_1 = c_2 + \Delta c; \quad c_2 = c_1 - \Delta c,$$

где $\Delta\lambda$ и Δc весьма малые величины, приводит к следующему упрощённому выражению:

$$y = 2A\sin\frac{2\pi}{2}\left[\frac{c_1t-x}{\lambda_1}+\frac{c_2t-x}{\lambda_2}\right]\cos\frac{2\pi}{2}\left[\frac{c_1t-x}{\lambda_1}-\frac{c_2t-x}{\lambda_2}\right];$$

$$y = 2A\cos\frac{2\pi}{2}\left[\frac{t\,(\lambda_1\Delta c-c_1\Delta\lambda)}{\lambda_1^2}+\frac{x\Delta\lambda}{\lambda_1^2}\right]\sin 2\pi\frac{c_1t-x}{\lambda_1}.$$

Рассматривая множитель, стоящий перед синусом, как амплитуду (I, § 136, 143), находим, что сложный периодический процесс, возникающий в результате сложения волн λ_1 и λ_2, имеющих скорости c_1 и c_2, распространяется в виде волны с переменной амплитудой:

$$A_0 = 2A\cos\frac{2\pi}{2}\left[\frac{t\,(\lambda_1\Delta c-c_1\Delta\lambda)}{\lambda_1^2}+\frac{x\Delta\lambda}{\lambda_1^2}\right]. \tag{9}$$

Значения амплитуды зависят от времени t и от положения точки x. Для данного момента ($t=\text{const}$) значения амплитуд для разных точек среды различны в зависимости от значения x, причём эти значения периодически повторяются, проходя ряд одних и тех же значений от максимального при условии:

$$t\,(\lambda_1\Delta c-c_1\Delta\lambda)+x\Delta\lambda = n\lambda_1^2, \tag{а}$$

до нулевого при условии:

$$\frac{2\pi}{2}\left[\frac{t\,(\lambda_1\Delta c-c_1\Delta\lambda)}{\lambda_1^2}+\frac{x\Delta\lambda}{\lambda_1^2}\right]=(2n+1)\frac{\pi}{2}. \tag{б}$$

Между двумя последовательными нулевыми значениями амплитуды (при x_1 и x_2) заключается некоторое число колебаний, которое называют г р у п п о й. В диспергирующей среде такая группа распространяется с некоторой скоростью, отличающейся от фазовой скорости волн и называемой г р у п п о в о й с к о р о с т ь ю.

Число колебаний, входящих в одну группу, очевидно, равно $\frac{x_2-x_1}{\lambda_1}$. Из (б) находим:

$$\frac{x_2-x_1}{\lambda_1}=\frac{\lambda_1}{\Delta\lambda}=\frac{\lambda_1}{\lambda_1-\lambda_2}.$$

Если, например, λ_1 больше λ_2 на одну сотую своей длины, то в группу входит 100 колебаний.

Таким образом, сложение волн λ_1 и λ_2, движущихся с фазовыми скоростями c_1 и c_2, порождает ряды или группы волн, разделённых нулевыми значениями амплитуд, согласно формуле (б) (рис. 100). Ясно, что при определении скорости света мы наблюдаем именно эти сигналы, соответствующие максимумам амплитуд, которые, доходя до нашего глаза, производят на нас впечатление света; мы не можем наблюдать скорость перемещения фаз, поэтому все методы определения скорости света дают нам групповую, а не фазовую скорость.

Для вычисления групповой скорости света u воспользуемся соотношением (а), определим из него $u=\frac{x}{t}$:

$$u=\frac{x}{t}=c_1-\lambda_1\frac{\Delta c}{\Delta\lambda},$$

придав этому соотношению более общий вид, приходим к уравнению Релея (1877):

$$u = c - \lambda \frac{dc}{d\lambda}. \qquad (10)$$

. Такова скорость, с которой распространяется в диспергирующей среде результат интерференции при сложении волн, отличающихся своими длинами; можно утверждать, что эта групповая скорость и определяет скорость распространения энергии света, так как вне группы волн нет никаких колебаний, они взаимно погашены в процессе интерференции.

3. Аномальная дисперсия

45. Анализ уравнения (10) приводит к следующим заключениям:

1. Если $\frac{dc}{d\lambda} = 0$, или $\frac{dn}{d\lambda} = 0$, то $u = c$; если нет дисперсии, то групповая скорость равна фазовой (волновой); проще сказать — нет групп волн, сложение волн происходит при полном совпадении фаз, и сложная волна движется с фазовой скоростью c.

2. Если $\frac{dc}{d\lambda} > 0$, то $u < c$; в этом случае групповая скорость меньше фазовой. Математический смысл выражения $\frac{dc}{d\lambda} > 0$ ясен; оно говорит, что более длинные волны распространяются с большей скоростью.

Чтобы выяснить физический смысл этого утверждения, представим себе, что белый луч SO (рис. 22) через границу AB проникает в прозрачную среду с дисперсией (пусть, например, AB есть грань кварцевой призмы); распространяясь в этой среде, более длинные красные волны опережают более короткие оранжевые, жёлтые... фиолетовые:

$$\lambda_{кр} > \lambda_{ор} > \lambda_{жёл} > \ldots > \lambda_{фиол}.$$
$$c_{кр} > c_{ор} > c_{жёл} > \ldots > c_{фиол}. \qquad (а)$$

Заметим, что разность скоростей при распространении лучей разной цветности, которая следует из разности длин волн, экспериментально была обнаружена Майкельсоном при наблюдении над распространением излучений разной цветности в сероуглероде.

Ясно, что соотношения (а) характеризуют распределение лучей при нормальной дисперсии: наименее отклонены красные лучи (волны с наибольшей скоростью), наиболее отклонены фиолетовые лучи (волны с наименьшей скоростью), остальные лучи расположены в сплошном спектре между этими крайними лучами, а за их пределами лежат невидимые части спектра (§ 35, 39). Как известно, то же явление можно характеризовать иначе изменением показателя преломления при дисперсии:

$$n_{кр} < n_{ор} < n_{жёл} < \ldots < n_{фиол}. \qquad (б)$$

Итак, при явлении нормальной дисперсии наблюдаемая групповая скорость меньше фазовой.

3. Если $\frac{dc}{d\lambda} < 0$, то $u > c$; в этом случае групповая скорость больше фазовой. Рассуждения, аналогичные приведёным во втором следствии, формулы (а) и (б), приводят к заключению, что для отдельных частей спектра при условии $\frac{dc}{d\lambda} < 0$ могут быть, например, такие соотношения:

$$n_{кр} > n_{жёл}, \text{ или } n_{жёл} > n_{син}, \ldots \text{ и т. д.,}$$

т. е. при этом условии *можно ожидать ненормального расположения цветов в спектре*. Такое явление действительно существует и экспериментально было открыто гораздо раньше того времени, когда *Релей* вывел своё уравнение (10); это явление называется *аномальной дисперсией*.

Французский физик *Леру* первый открыл (1862) аномальное отклонение лучей парами йода; а именно: он установил, что красные лучи в этих парах более отклонены, чем синие; все остальные лучи поглощаются пара-

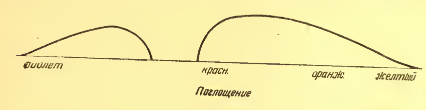


Рис. 101.

ми йода: при 700° показатель $n_{кр}=1{,}0205$, $n_{син}=1{,}019$. Затем последовали многочисленные исследования дисперсии веществ не вполне прозрачных, таких, которые обладают избирательной способностью поглощения: они именно *обнаруживают аномальную дисперсию в областях, смежных с полосами поглощения*: показатель преломления лучей, которые граничат с полосой поглощения со стороны коротких волн, меньше чем для лучей, граничащих с этой полосой со стороны длинных волн. Так, в спектре раствора фуксина в алкоголе имеется полоса поглощения в зелёных лучах; в нём фиолетовые лучи отклонены меньше чем красные и жёлтые (рис. 101; абсциссы — отклонения лучей, ординаты — их интенсивность); при 18,8% раствора фуксина в алкоголе находим следующие показатели преломления для лучей, соответствующих фраунгоферовым линиям:



Рис. 102.

B—1,450	зелёные лучи отсутствуют — полоса поглощения	F—1,312
C—1,502		G—1,285
D—1,561		H—1,312

Беккерель, *Д. С. Рождественский*, *Вуд* (1901) и другие исследователи твёрдо установили вышеописанную связь явления аномальной дисперсии с явлением поглощения; они исследовали множество окрашенных сред (т. е. сред с избирательным поглощением). Между прочим, пары натрия, которые дают линию поглощения D, около неё имеют сильное искажение спектра в указанном смысле: показатель преломления при приближении к полосе поглощения со стороны инфракрасной части спектра аномально возрастает; на границе полосы поглощения, обращённой к фиолетовому концу, имеет аномально малый показатель преломления. Это хорошо обнаруживается в опытах академика *Д. С. Рождественского* (1912); если свет источника, дающего непрерывный спектр, пропустить через клинообразное пламя бунзеновской горелки, окрашенное натрием, то пламя действует как призма с преломляющим ребром вверху; лучи, близкие к полосе погло-

щения слева (идём от красного конца спектра), сильно отклонены к основанию призмы-пламени (рис. 102); за линией поглощения сильное отклонение вверх, т. е. к ребру призмы, что означает аномальное уменьшение показателя преломления.

Г. ТОНКИЕ ПЛАСТИНКИ

46. Множество давно известных явлений получило своё объяснение после того, как открыта была интерференция света. Таковы известные явления окраски тонких пластинок слюды, ок-

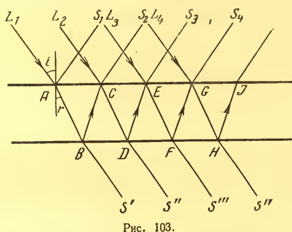


Рис. 103.

раска мыльных пузырей, тонких слоёв нефти, масла, скипидара на воде, налётов инея или тумана на стекле, крылышек насекомых и т. п. распространённые явления.

Рассмотрим ход лучей в очень тонкой пластинке (в плёнке), толщину которой обозначим через d (порядок $d \sim 0{,}1 - 0{,}5\mu$). Лучи L_1A, L_2C ... (рис. 103) частью отразятся от верхней поверхности пластинки (таковы лучи AS_1, CS_2, ES_3 ...), частью пройдут внутрь, отразятся от нижней её границы и выйдут в воздух через верхнюю поверхность (лучи BCS_2, DES_3 ...); наконец, частью пройдут сквозь пластинку и через её нижнюю поверхность выйдут в воздух (лучи BS', DS'', FS''' ...).

Итак, всякий луч L_1A (рис. 103), падающий на верхнюю поверхность тонкой пластинки, даёт ряд отражённых лучей AS_1, CS_2, ES_3 ..., вышедших через верхнюю поверхность, и ряд лучей BS', DS'', FS''', прошедших через пластинку и вышедших в воздух через её нижнюю поверхность.

Таким образом, всякий луч, прошедший через тонкую пластинку или отражённый от неё, имеет сложный состав, состоит из когерентных лучей, имеющих разность хода и потому способ-

ных к интерференции. Рассмотрим формулы, дающие разность хода лучей, которые входят в состав лучей отражённых и проходящих.

47. — А. Проходящие лучи. Возьмём какой-нибудь проходящий луч, например $-DS''$ (рис. 104); он сложился из двух лучей $-L_2CDS''$ и L_1ABCDS''; можно доказать, что разность хода их выразится так:

$$\xi = 2dn\cos r; \qquad (11)$$

здесь d — толщина пластинки, $n = \frac{c}{v} = \frac{\lambda_0}{\lambda}$ — абсолютный показатель преломления вещества пластинки.

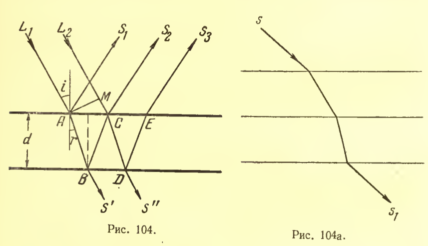


Рис. 104. Рис. 104а.

Для доказательства формулы (11) введём понятие об оптическом пути луча (или волны).

Пусть между точками S и S_1 (рис. 104а) свет проходит через несколько сред (воздух, стекло, вода и т. д.). Обозначив геометрические пути луча в этих средах через s_1, s_2, s_3 ... и скорости света в них соответственно через v_1, v_2, v_3, находим время, в течение которого свет прошёл путь из S в S_1 по неоднородной среде:

$$\frac{s_1}{v_1} + \frac{s_2}{v_2} + \frac{s_3}{v_3} + \ldots = t.$$

Введя показатели преломления этих сред, имеем (§ 43):

$$n_1 = \frac{c}{v_1}; \quad n_2 = \frac{c}{v_2}; \quad n_3 = \frac{c}{v_3} \ldots;$$

где c — скорость света в пустоте.

Поэтому

$$\frac{n_1s_1+n_2s_2+n_3s_3+\dots}{c}=t;$$

или

$$n_1s_1+n_2s_2+n_3s_3+\dots=ct.$$

Но $ct=s$ есть длина того пути, который свет в то же время t пройдёт из S в S_1 в пустоте; этот путь:

$$s=n_1s_1+n_2s_2+n_3s_3+\dots \qquad (12)$$

называется оптическим путём луча (или волны).

Вычислим оптические пути лучей L_2CDS'' и L_1ABCDS'' (рис. 103, 104) от точек M и A, которые находятся на одном фронте волны и имеют одинаковые фазы (I, § 124), и найдём разность хода этих лучей ξ; при этом показатель преломления воздуха полагаем 1, а среды n.

Тогда имеем:

$$\xi=(AB+BC+CD)\,n-(MC+nCD).$$

Здесь $n=\frac{\lambda_0}{\lambda}=\frac{\sin i}{\sin r}$;

1) $AB+BC=\frac{2d}{\cos r}$;

2) $MC=AC\cdot\sin i;\qquad AC=2d\,\mathrm{tg}\,r;\qquad MC=2d\,\mathrm{tg}\,r\cdot\sin i=$
$=\frac{2d\cdot\sin^2 r\cdot\sin i}{\cos r\cdot\sin r}=\frac{2dn\cdot\sin^2 r}{\cos r}$;

3) $$\xi=\frac{2dn}{\cos r}-\frac{2dn\sin^2 r}{\cos r}=\frac{2d}{\cos r}(n-n\sin^2 r);$$
$$\xi=2dn\cos r. \qquad (11')$$

Итак, в тех местах поверхности пластины, для которых имеем условие:

$$2dn\cos r=0,\ 2\frac{\lambda}{2},\ 4\frac{\lambda}{2}\dots,$$

мы будем видеть в проходящем свете максимумы яркости, волны тут усилят друг друга; если же:

$$2dn\cos r=\frac{\lambda}{2},\ 3\frac{\lambda}{2},\ 5\frac{\lambda}{2}\dots,$$

в этих местах минимумы яркости, волны гасят друг друга.

Следовательно, если смотреть на монохроматический источник света через тонкую, неравной толщины пластинку (например, через слюду или налёт льда на окне), то увидим светлые и тёмные пятна и полосы в зависимости от толщины пластинки d и наклона лучей r. Если источник белый, увидим цветные полосы.

Эти теоретические заключения соответствуют наблюдениям; так, ещё в XVII в. английский физик Гук описывает свои опыты с «московским стеклом» — слюдой: «Возьмите кусочек московского стекла и расколите его несколько раз на более и более тонкие пластинки..., вы увидите, что каждая пластинка принимает очень приятную окраску».

Б. Отражённые лучи. Рассмотрим какой-либо отражённый луч, например CS_2 (рис. 103); по этому направлению идут интерферирующие лучи L_2CS_2 и L_1ABCS_2; их разность хода выражается так:

$$\xi = 2dn\cos r + \frac{\lambda}{2}\,. \qquad (11'')$$

Полволны появляется вследствие разных условий отражения в B и C (от воздуха и от иной среды, I, § 144). Поэтому:

1. Минимумы яркости отражённых лучей будут при условии:

$$\xi = \frac{\lambda}{2},\ 3\frac{\lambda}{2},\ 5\frac{\lambda}{2}\cdots,$$

т. е. при тех условиях, при которых в проходящих лучах имеем максимум яркости:

$$2dn\cos r = \xi - \frac{\lambda}{2} = 0,\ 2\frac{\lambda}{2},\ 4\frac{\lambda}{2}\,.$$

2. Максимумы яркости будут при условии:

$$\xi = 0,\ 2\frac{\lambda}{2},\ 4\frac{\lambda}{2}\ldots,$$

иначе при условии:

$$2dn\cos r = \xi - \frac{\lambda}{2} = \frac{\lambda}{2},\ 3\frac{\lambda}{2},\ 5\frac{\lambda}{2}\ldots,$$

т. е. как раз при тех условиях, когда в проходящем свете были минимумы яркости.

Если свет белый, то по выясненной уже причине в отражённых лучах при изменяющейся толщине плёнки или пластинки имеем разнообразную окраску отражающей поверхности. Таковы всем известные цвета стенок мыльных пузырей, тонких слоёв скипидара, или нефти на воде, цвета птичьих оперений, металлические цвета крыльев насекомых и т. д.

Вся изложенная теория относится к тонким пластинкам или слоям. Чем толще пластинки, чем больше d (формулы 11, 11′), тем при данном λ ближе идут лучи разных порядков интерференции (при $n = 1, 2, 3$), так как меньше будет разность их направлений, определяемых r, для последовательных порядков интерференции. Поэтому полосы разных порядков будут перекрывать друг друга, и картина отдельных полос интерференции исчезнет.

48. Особое явление интерференции наблюдал Ньютон в тонком слое воздуха d между двумя стёклами — плоским и сферическим (рис. 105). Положим на плоскопараллельную пластинку плосковыпуклое стекло очень малой кривизны (примерно, 0,25 диоптрии); толщина воздушного слоя между ними очень мала и уменьшается по мере приближения к точке прикосновения O, причём одну и ту же толщину имеет каждый круговой слой на данном расстоянии y от O (рис. 107).

Если смотреть сверху, то в отражённом монохроматическом свете увидим светлые и тёмные кольца (формула (11″), причём

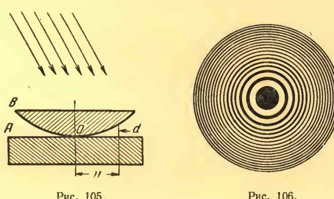


Рис. 105. Рис. 106.

в центре O (при $d = 0$) имеем тёмное пятно (рис. 106), в проходящем свете (смотрим через A, рис. 105), наоборот, в центре светлое пятно (формула 1′), а затем идут тёмные и светлые кольца. Их распределение устанавливается по формулам (1′) и (1″):

А. Проходящий свет (для воздуха $n = 1$):

$2d\cos r = 0,\ 2\frac{\lambda}{2},\ 4\frac{\lambda}{2} \ldots n\lambda$; светлые кольца.

$2d\cos r = \frac{\lambda}{2},\ 3\frac{\lambda}{2},\ 5\frac{\lambda}{2} \ldots$; тёмные кольца.

Б. Отражённый свет:

$2d\cos r = 0,\ 2\frac{\lambda}{2},\ 4\frac{\lambda}{2} \ldots n\lambda$; тёмные кольца.

$2d\cos r = \frac{\lambda}{2},\ 3\frac{\lambda}{2},\ 5\frac{\lambda}{2} \ldots$; светлые кольца.

При монохроматическом отраженном свете (например, в красных лучах) в центре имеем чёрное пятно, а затем идут концентрические кольца светлые (красные) и тёмные (рис. 106);

в проходящем свете — наоборот: в центре светлое пятно, а затем кольца тёмные и светлые. При белом свете кольца цветные.

Диаметры колец можно найти непосредственным измерением; зная радиус данного кольца y (рис. 107), можно определить толщину соответствующего слоя d:

$$y^2 = d(2R - d),$$

где R — радиус кривизны чечевицы B (рис. 105); так как d очень мало относительно R, то приближённо имеем:

$$y^2 = 2Rd; \quad d = \frac{y^2}{2R}.$$

При данном угле r радиусы колец выражаются через R и λ:

$$y^2 = 2Rd; \quad 2d\cos r = n\frac{\lambda}{2}; \tag{12}$$

$$d = \frac{n\lambda}{4\cos r}; \quad y^2 = \frac{R}{\cos r}n\frac{\lambda}{2}; \quad y = \sqrt{\frac{R \cdot n\lambda}{\cos r \cdot 2}}. \tag{13}$$

Для проходящих лучей получим радиусы светлых колец при $n = 0, 2, 4 \ldots$, тёмных — при $n = 1, 3, 5 \ldots$; для отражённых лучей — наоборот. Ньютон непосредственными измерениями диаметров колец нашёл закон возрастания их квадратов в арифметической прогрессии согласно формуле (13). «Производить эти измерения — дело тонкое и трудное», — прибавляет Ньютон.

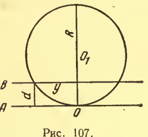


Рис. 107.

Кольца Ньютона естественно называть «кривыми равной толщины», так как их появление и расположение зависит от толщины слоя d.

Измеряя $2y$ — диаметры колец и, полагая $\cos r = 1$ (лучи падают нормально), из формулы (13) определяем длину волны данного монохроматического света:

$$\lambda = \frac{2y^2}{nR} = \frac{4y^2}{2nR} = \frac{(2y)^2}{2nR}. \tag{14}$$

Наоборот, зная λ данного монохроматического света, по формуле (12) можем определить толщину слоя d, соответствующего n-му кольцу:

$$2d = n\frac{\lambda}{2}. \tag{12'}$$

Следует особенно отметить, что это измерение длины может быть выполнено с той же точностью, с которой измерена длина

волны λ, т. е. с точностью до 10^{-2} Å $= 10^{-10}$ *см*, между тем как предел зрения при помощи микроскопа лежит около 10^{-5} *см* (§ 58); это значит, что точность измерения длин при помощи интерференции может быть повышена в сто тысяч раз.

Д. ИНТЕРФЕРЕНЦИОННАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ

1. Исследования Физо

49. Физо при наблюдении колец Ньютона (1862) в монохроматическом свете натрия (в горелку S вводил раствор NaCl в спирту) сделал подвижной линзу L (рис. 108) и, таким образом, изменял толщину d слоя воздуха между L и M; поэтому он мог наблюдать интерференцию при больших, переменных разностях хода лучей, доходящих до $\xi = 50\,000\,\lambda$. Метод наблюдения был таков.

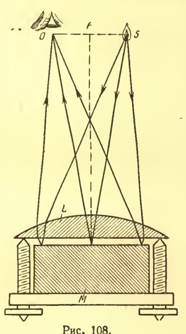


Рис. 108.

1. Имея эту установку, получим жёлтые и тёмные кольца в поле зрения глаза O. Интерференционная картина возникает вследствие интерференции лучей, отражённых от нижней поверхности L и от верхней M, причём разность хода лучей зависит от толщины воздушного промежутка между L и M. Если даже обращённые друг к другу поверхности L и M плоские, то всё же возникают прямые интерференционные линии вследствие отступлений от параллелизма этих плоскостей; там, где $2d$ — двойная толщина воздушного слоя равна $2\frac{\lambda}{2}$, $4\frac{\lambda}{2}$, $6\frac{\lambda}{2}$ ... ($\lambda_D = 0{,}589$ μ), мы увидим чёрные линии в отражённом свете; это линии равной толщины слоя (§ 47).

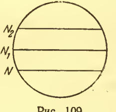


Рис. 109.

2. При помощи микрометрического винта Физо медленно поднимал линзу L, увеличивая воздушный промежуток и разность хода лучей; при этом он наблюдал *движение интерференционных линий* (светлых или тёмных), так как расположение их есть функция разности хода ξ, определяемой толщиной слоя d. Чтобы можно было считать проходящие через данную точку поля линии, на нижней поверхности линзы L сделаны метки N, N_1, N_2 ... (рис. 109).

3. В движении этих линий Физо заметил следующую примечательную закономерность: при раздвижении L и M линии интерференции шли к центру

поля зрения, становились всё менее и менее заметными и, наконец, совершенно исчезали; это происходило, когда Физо насчитал $n=490$ прошедших через данную метку линий; поле стало равномерно освещённым. При дальнейшем раздвижении L и M, т. е. при дальнейшем увеличении разности хода, линии (или полосы) опять появлялись, становились ярче, достигали прежней яркости и отчётливости при $n=980$ полос, прошедших через данную метку; когда число полос, проходящих через метку, приближалось к $n=1470$, они вновь стали исчезать и совсем пропали при $n=1470$; затем при $n=1960$ опять резко проявились и т. д.

Следовательно, появление и исчезновение интерференционных линий в поле, освещённом пламенем натрия, носит периодический характер; линии составляют группы по 980 штук, при прохождении которых явление интерференции завершает период или цикл, который далее вновь повторяется. Физо наблюдал 52 такие группы, причём прошло около 50 000 полос.

2. Линии равной толщины и равного наклона

50. Рассмотрим подробнее образование полос (или линий) равной толщины. Если имеем, как в случае колец Ньютона, линзу, то слои равной толщины образуются сами собой и имеют вид окружностей. Если имеем две плоскопараллельные пластинки (рис. 110), то при строгой их параллельности слой между ними имеет везде равную толщину, и пластинки кажутся равномерно освещёнными; но если пластинки MM и NN наклонены друг к другу под углом α, то появляются на них тёмные и светлые линии — прямые, параллельные ребру их пересечения — линии равной толщины.

Закон распределения светлых и тёмных полос даётся формулой (§ 47):

$$\xi = 2dn\cos r, \tag{11}$$

применяемой к проходящим и к отражённым лучам; в первом случае светлые, а во втором тёмные полосы имеем при $\xi=0$, $2\frac{\lambda}{2}$, $4\frac{\lambda}{2}\ldots=0$, λ, 2λ, $3\lambda\ldots$, вообще при $\xi=n\lambda$. Вводя угол падения i и исключив из (11) угол преломления r, получим:

$$n=\frac{\sin i}{\sin r};\quad \cos r=\sqrt{1-\frac{\sin^2 i}{n^2}}.$$

$$\xi = 2d\sqrt{n^2-\sin^2 i}. \tag{11''}$$

Это значит, что разность хода зависит и от толщины, и от угла падения i. При наших условиях, когда лучи падают почти нормально (рис. 110), главное значение имеет толщина слоя d, почему и называются эти полосы линиями равной толщины. Расстояния между линиями колец Ньютона могут быть вычислены; также можно выразить и расстояния между прямыми равной толщины. Именно, если обозначим расстояние между

двумя соседними чёрными полосами через $z = AB$, то найдём (рис. 110):

$$z = (d_2 - d_1)\operatorname{ctg}\alpha,$$

где d_2 и d_1 — толщины слоёв, соответствующих линиям A и B, α — угол между пластинками.

Разность хода при переходе от линии B к A определяется удвоенным расстоянием $d_2 - d_1$, так как оно дважды проходится лучом (при падении и после отражения); оптический путь, определяющий эту разность, есть $2(d_2 - d_1)\,n$. Величина разности хода двух соседних линий равна длине волны λ (стр. 83);

$$\lambda = 2(d_2 - d_1)\,n;$$

поэтому

$$z = \frac{\operatorname{ctg}\alpha}{2n}\lambda. \qquad (15)$$

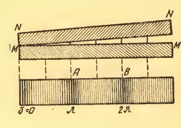


Рис. 110.

Следовательно, при постоянном α и n (для воздуха можно положить $n = 1$) расстояния между полосами z зависит только от λ; поэтому при освещении белым светом полосы будут цветные; при монохроматическом освещении, как в нашем случае, полосы расположатся друг от друга на совершенно определённых расстояниях, однозначно определяемых длиной волны и, обратно, однозначно определяющих длину волны λ.

В этом заключается основной принцип интерференционной спектроскопии: по наблюдаемому расстоянию между полосами интерференции заключаем о длине волны монохроматического излучения.

Если излучение немонохроматично, то положение какой-либо светлой линии в области, например, красного света определяется из формулы (11) в проходящем свете:

$$\xi = 2dn; \;\; \xi = n\lambda_1; \;\; d = \frac{1}{2n_1} n\lambda_1,$$

если падающие лучи нормальны к поверхности, т. е. $r = 0$.

В немонохроматическом излучении найдём такую линию, например, в зелёной области, для которой при той же толщине слоя будем иметь:

$$d = \frac{1}{2n_2}(n+1)\lambda_2; \;\; \lambda_2 < \lambda_1;$$

для некоторой иной светлой линии будет правильно соотношение:

$$d = \frac{1}{2n_3}(n+2)\lambda_3; \;\; \lambda_3 < \lambda_2, \text{ и т. д.}$$

Находим равенства:

$$d = \frac{1}{2n_1} n\lambda_1 = \frac{1}{2n_2}(n+1)\lambda_2 = \frac{1}{2n_3}(n+2)\lambda_3 \ldots \tag{16}$$

По мере увеличения толщины слоя d все эти полосы сдвинутся в сторону возрастания λ, а с противоположной стороны будут возникать новые полосы. При одном и том же изменении толщины слоя d перемещение полос, соответствующих разным длинам λ, будет вообще неодинаково.

Эта теория выясняет причину явлений, наблюдавшихся у Физо (стр. 99): необходимо допустить, что линия натрия D есть двойная, сложная линия, именно D_1 ($\lambda_1 = 5896{,}155$) и D_2 ($\lambda_2 = 5890{,}186$); приближённо можно принять $490\ \lambda_1 = 490{,}5\ \lambda_2$; при увеличении толщины слоя d линии D_1 и D_2 перемещаются согласно формуле (16) неодинаково. Каждая линия D_1 и D_2 даёт в аппарате Физо (рис. 108) свою систему полос (колец); каждая из этих систем полос, двигаясь как одно целое при увеличении d, по временам будет совпадать с другой системой (покрывая друг друга), иногда размещаться отдельно; в этом последнем случае светлые полосы одной системы налагаются на тёмные полосы другой, картина становится однородной, иначе сказать — полосы исчезают. Из формулы (16) следует, что изменения полос от наибольшей яркости до исчезновения должны происходить в данном случае при таком изменении d, при котором проходит в поле зрения 490 полос, так как это изменение соответствует (приближённо) разности хода той и другой системы на $\frac{\lambda}{2}$. Полный период изменений колец соответствует прохождению 980 колец, т. е. изменению разностей хода на λ. Затем период изменений начинается снова.

В данном случае натриева линия D легко разделима на две при помощи хорошего призматического спектроскопа. Но своим методом Физо установил принципиальную возможность разделения близких спектральных линий при наблюдении интерференционных явлений, поэтому его нужно считать основателем интерференционной спектроскопии. После него ряд исследователей усовершенствовали методы интерференционной спектроскопии и довёл их до высокой степени точности и чувствительности, что позволило применить эти методы к изучению тончайшей структуры спектральных линий, а также к некоторым измерениям, которые имеют решающее значение для ряда принципиальных вопросов о строении нашего мира.

Физо наблюдал интерференцию при большой разности хода (до 50 000 волн) при появлении полос (колец) равной толщины, при данной толщине d воздушного слоя. Согласно формуле (11) местам одинаковой толщины соответствует одинаковая интерференционная картина, расположенная на самой наблюдаемой пластинке или линзе. Дальнейшие исследования показали, что больших результатов можно добиться в области интерференционной спектроскопии, если наблюдать интерференцию вне пластинки, при избранной, большой разности хода, пользуясь так называемыми линиями равного наклона.

51. На плоскопараллельную пластинку MN от разных точек источника света S_1, S_2... (например, от горелки с натрием) падают пучки расходящихся лучей (рис. 111) вообще под разными углами. Из них мы можем выделить потоки параллельных лучей равного наклона, например поток параллельных лучей, падающих под

определённым углом i. Если построить нормали в точках падения A, B ..., то такие потоки падающих и отражённых под углом i лучей в пространстве расположатся по образующим конусов, осями которых служат эти нормали. Так как для всех этих лучей d при строгой плоскопараллельности пластинки одинаково, то интерференционный результат взаимодействия этих лучей после отражения будет зависеть только от угла i (формула 11'''); поэтому все лучи,

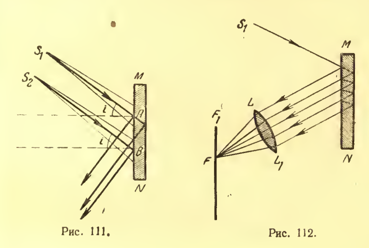


Рис. 111. Рис. 112.

определяемые данным углом i, дадут одну и ту же интерференционную картину, которую будем наблюдать в фокальной плоскости линзы LL_1 (рис. 112), где пересекутся эти параллельные отражённые лучи. Если в этой плоскости FF_1 поместим глаз или фотографическую пластинку, то, так как в пространстве (а не в плоскости чертежа) лучи равного наклона i будут параллельны образующим конуса с углом при вершине $2i$, в сечении с плоскостью FF_1 будем наблюдать концентрические круги, по которым расположатся определённые углами i результаты интерференции (рис. 113); для всякого конуса с углом $2i$ при вершине результат интерференции в виде светлого или тёмного круга в фокальной плоскости будет один и тот же, так как он зависит только от угла наклона i. Получаем при монохроматическом свете светлые и тёмные кривые равного наклона, при белом — радужно окрашенные кривые равного наклона. Конечно, то же явление будем наблюдать и в проходящем свете (линза LL_1, направо от пластинки MN, рис. 112) с соответственным изменением расположения интерференционных кривых. Чем больше угол падения, тем больше отверстие конуса (рис. 111), тем дальше от оптической оси линзы расположатся кривые равного наклона (рис. 113);

на этом рисунке имеем фотографию кривых равного наклона, полученных в результате интерференции в тонкой пластинке слюды.

Эти наблюдения послужили исходным пунктом для развития точного исследования спектров при помощи особых оптических



Рис. 113.

приборов — интерферометров; рассмотрим некоторые интерферометры, которые имеют большое значение для современных научных и технических исследований.

3. Интерферометры

52. Французские физики Фабри и Перо (1897) применили кривые равного наклона к спектроскопическим исследованиям, построив аппарат, дающий возможность производить тонкие спектральные исследования, разделяя ближайшие спектральные линии. Существеннейшая часть их аппарата (рис. 114) — две слегка посеребрённые пластинки стекла A и B, которые при помощи особого механизма можно устанавливать строго параллельно.

Различают эталон Фабри и Перо, когда расстояние между пластинками не изменяется, и интерферометр Фабри и Перо при переменном расстоянии между пластинками. Так как при переменном расстоянии между пластинками трудно обеспечить строгую параллельность между ними, то в последнее время

пользуются преимущественно установками с неизменным расстоянием между пластинками.

Схематически представим две параллельные пластинки A и B (рис. 114) с посеребрёнными поверхностями MN и M_1N_1, на них падает широкий поток лучей S_1, S_2, S_3... (на рисунке один из них), каждый из них проникает в слой воздуха, ограниченный посеребрёнными стенками, терпит между ними многократные отражения и отчасти выходит вверх или вниз (серии лучей σ_0, σ_1, σ_2, σ_3... и σ_1', σ_2', σ_3'...). Поставив на пути этих лучей линзу или зрительную трубу (например, на пути лучей $\sigma_1', \sigma_2', \sigma_3'$..., рис. 115), будем наблюдать в фокальной плоскости или на экране M интерференционную картину линий равного наклона в виде светлых и тёмных кругов (рис. 113).

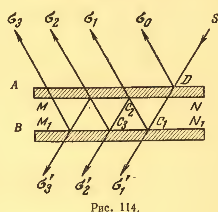


Рис. 114.

Интерферометр Фабри и Перо в настоящее время является одним из важнейших приборов для точных измерений в оптике и в технике.

В связи с усовершенствованием этого интерферометра была разработана и доведена до высокого совершенства технология изготовления тончайших прозрачных плёнок, преимущественно серебряных, толщиной в несколько сотых ангстрема.

Теория аппарата Фабри и Перо требует, чтобы приняты были во внимание при обсуждении интерференции многократно отражённые лучи, именно то явление, которое ранее не рассматривалось (§ 47) вследствие ничтожной яркости этих лучей; но в рассматриваемом случае значение этих лучей возрастает по причине отражений от посеребрённых стенок MN и M_1N_1. Таким образом, мы имеем здесь дело с интерференцией многих лучей, а не двух только, чем ограничивались при изучении явлений при тонких пластинках. Луч S_1 (рис. 114, на рисунке не показаны преломления), отразившись в C_1 отражается затем в C_2, C_3 и т. д., кроме того, он преломляется в этих точках, и часть света выходит по направлению σ_1 и σ_2; то же самое происходит и с лучом S_2, также с лучом S_3 и т. д. В результате всех этих многократных отражений и преломлений всякий выходящий луч — и в отражённом потоке σ_1, σ_2, σ_3..., и в проходящем потоке σ_1', σ_2', σ_3'... оказывается лучом сложным, состоящим из лучей с разными фазами, которые приходят

в место наблюдения с разностью хода, обусловливающей в конце концов интерференционную картину, т. е. ту или другую интенсивность света в данном месте поля зрения F (рис. 112, 115). Является

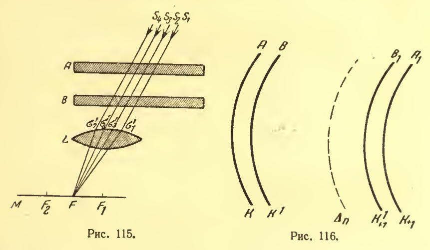


Рис. 115. Рис. 116.

вопрос: как учесть интенсивность света в данной точке при таком переплетении многочисленных явлений.

Весьма сложное математическое исследование даёт ответ на этот вопрос, который затем вполне подтверждается опытом. Не останавливаясь на самом математическом анализе, приведём выводы, из него вытекающие:

1. Выяснено, от чего и как зависит распределение света в случае интерференции многих лучей; теория даёт распределение максиму-



Рис. 117.

мов и минимумов яркости в поле зрения аппарата F (рис. 115), распределение светлых и тёмных интерференционных полос (рис. 116, полосы A, B—части кругов линий равного наклона). Опыт вполне подтверждает эти расчёты.

2. Установлено, что яркость полос зависит от коэффициента отражения R поверхностей пластинок; так кривая B—распределение максимумов яркости при $R=0,5$ (стекло), кривая A—при $R=0,9$ (серебро).

3. При тех разностях хода, при которых в отражённом свете наблюдается максимум яркости, в проходящем имеем минимум, и обратно. В отражённом свете видим резкие тёмные линии (яркость нуль) на общем светлом фоне, в проходящем свете—резкие светлые линии на общем темном фоне. Аналогия—интерференция в тонких пластинках, § 47.

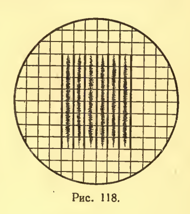


Рис. 118.

Итак, преимущества интерференции многих лучей при многих, теоретически бесконечно многих отражениях сводятся прежде всего к тому, что интерферометр Фабри и Перо даёт в поле зрения трубы F (рис. 115, 117) в высшей степени чёткую картину спектра излучающего источника (например, ртути, таллия и т. д.) или ряд резких светлых линий (n=1,2,3...) на тёмном фоне, (рис. 117), или ряд резких тёмных линий на общем светлом фоне (рис. 118).

53. Выясним, как указанные внешние преимущества интерферометров позволяют ими пользоваться для точнейших измерений современной физики.

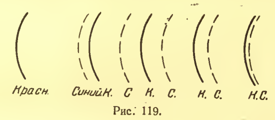


Рис. 119.

Как и в случае интерференции в тонких пластинках (§ 47, 50), условие появления светлых и тёмных колец линий равного наклона в интерференционной картине проходящих и отражённых лучей выразится так:

$$\xi = n\lambda, \tag{16}$$

где ξ — разность хода, которая возникает на пути отражённых лучей между посеребрёнными пластинками интерферометра.

Это условие выделяет в поле зрения трубы F (рис. 117) для всякого λ в отражённом свете резкие тёмные линии, в проходящем свете—резкие светлые линии; при всяком n=0, 1, 2, 3... появляется одна линия, обусловленная интерференцией первого, вто-

рого, третьего и т. д. порядка. Таким образом, всякое монохроматическое излучение, характеризуемое определённой длиной волны λ, даёт в установке Фабри-Перо систему светлых или тёмных линий, расположение которых при прочих равных условиях наблюдения определяется величиной λ.

Если же излучение сложное и имеет в своём составе два простых излучения, определяемых длинами волн λ_1 и λ_2 (например, красный и синий лучи), то каждое излучение даёт свою систему линий (рис. 119); так как длины волн различны, то линии одной и другой системы вообще расположатся не на одинаковых расстояниях друг от друга; например, синие будут ближе друг к другу, чем красные. Если увеличивать расстояние d между пластинами A и B (рис. 114, 115), то интерференционные линии придут в движение, как это было и в опытах Физо (§ 48); при этом движении некоторые линии разных систем могут совпасть, покрыть друг друга; если это произошло в положении O (рис. 120), то это значит, что для линии O в двух системах кривых (например, в красной и синей) соблюдено условие (формула 16):

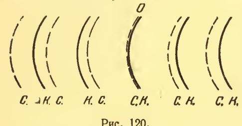


Рис. 120.

$$2d = \xi = n_1\lambda_1 = (n_1 + m)\lambda_2 = n_2\lambda_2; \tag{17}$$

при одной и той же разности хода ξ на линии O происходит интерференция разных порядков: для первой системы (красной) это будет n_1 порядок, для второй (синей) — порядок $n_2 = n_1 + m$, где m — целое число. Как и в опыте Физо, эти совпадения будут периодически повторяться по мере изменения толщины слоя d между пластинками, но картина будет иная: не будет исчезновения интерференционных полос, будут только их периодические совпадения и расхождения.

54. Этот процесс расхождения полос и является основным приёмом для тончайшего исследования спектров.

Представим себе такую установку (рис. 121): лучи света от некоторого источника S (например, ртутной лампы, II, § 185) направляются в спектроскоп — монохроматор M (§ 32), который выделяет в спектре этого излучения (рис. 98) очень узкую полосу, участок спектра, прилегающий к исследуемой спектральной линии, соответствующей длине волны λ_1. Лучи этого узкого участка спектра направим на пластины интерферометра A и B (рис. 114) и наблюдаем в трубу F результат интерференции (рис. 118) при данном расстоянии d между пластинами.

Пусть изучаемое излучение состоит из двух простых линий с очень близкими длинами волн λ_1 и $\lambda_2 = \lambda_1 + \Delta\lambda$, где $\Delta\lambda$ — очень малая величина по сравнению с λ_1. Тогда для интерференции n-го порядка имеем (формула 17):

$$\xi_1 = n\lambda_1; \quad \xi_2 = n(\lambda_1 + \Delta\lambda). \tag{17'}$$

Здесь ξ_1 и ξ_2 вообще мало отличаются друг от друга и для обыкновенного спектроскопа могут быть неотличимы, т. е. линии λ_1 и λ_2

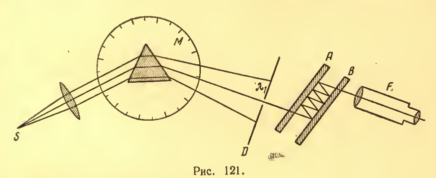


Рис. 121.

совпадают. Но в интерферометре Фабри и Перо при помощи увеличения d можем увеличить ξ и порядок интерференции n (формула 17'); при этом растёт разность между ξ_2 и ξ_1:

$$\xi_2 - \xi_1 = n \cdot \Delta\lambda; \tag{17''}$$

при достаточном возрастании n разность $\xi_2 - \xi_1$ становится ощутимой, и линии λ_1 и λ_2 разойдутся, так как интерференционные полосы одного и того же порядка n с разными длинами волн занимают в поле зрения вообще разные места.

Обратно: если получены две системы колец (кругов), соответствующих длинам волн λ_1 и λ_2 ($\lambda_1 < \lambda_2$), то при некотором d может быть наложение кольца порядка $n-1$ системы λ_2 на кольцо порядка n системы λ_1. Это произойдёт при условии (формула 17):

$$n\lambda_1 = (n-1)\lambda_2.$$

Из этого условия можно определить $\Delta\lambda$ — разность длин волн двух систем:

$$n(\lambda_1 - \lambda_2) = -\lambda_2; \quad n \cdot \Delta\lambda = -\lambda_2; \quad \Delta\lambda = \frac{-\lambda_2}{n};$$

для всяких волн:

$$\Delta\lambda = -\frac{\lambda}{n}; \quad 2d = n\lambda; \quad n = \frac{2d}{\lambda}; \quad \Delta\lambda = -\frac{\lambda^2}{2d}. \tag{18}$$

Если d для данного интерферометра постоянно и если λ — заранее выбранная линия, получение которой зафиксировано в этом приборе, то такой интерферометр называется «Эталон — Фабри — Перо». Он служит как высокой чувствительности прибор при сравнении длины волны λ с длиной волны иного излучения λ_1, направленного в эталон при помощи монохроматора.

Обе пластины в эталоне неподвижно закреплены на расстоянии $d \sim 0{,}5$ *см*.

55. При оценке качеств оптического прибора — микроскопа (§ 27), трубы, важно знать его разрешающую способность — возможность наблюдать раздельно две весьма близкие детали изображения. Точно так же для оценки спектроскопа или интерферометра необходимо знать его разрешающую способность — возможность раздельно наблюдать две весьма близкие линии. Положим, что при наблюдении в данный интерферометр линии λ_1 мы можем раздельно обнаружить ближайшую к ней линию $\lambda_2 = \lambda_1 + \Delta\lambda$; величина:

$$\zeta = \frac{\lambda_1}{\Delta\lambda} \tag{19}$$

принимается за меру разрешающей способности спектрального аппарата. Обычные спектроскопы Кирхгофа — Бунзена могут обнаружить $\Delta\lambda$ до 20 Å, наилучшие спектроскопы этого типа со многими призмами дают $\Delta\lambda$ до 0,5Å; так, например, для синей части спектра $\lambda_1 = 4638{,}02$ Å разрешающая способность $\zeta = 9 \cdot 10^3$. Для интерферометров имеем (формула 17″):

$$\Delta\lambda = \frac{\Delta\xi}{n} = \frac{\xi_2 - \xi_1}{n};$$

поэтому:

$$\zeta = \frac{\lambda_1}{\Delta\lambda} = \frac{n\lambda_1}{\Delta\xi}; \tag{19'}$$

разрешающая способность интерферометра растёт по мере роста n, т. е. при данном λ_1, с увеличением d (формула 17).

Примеры.

1. Пусть $\lambda_2 = \lambda_1 + 10^{-3}\lambda_1$; $\Delta\lambda = 10^{-3}\lambda_1$; при $n = 200$ имеем:

$$n \cdot \Delta\lambda = \frac{1}{5}\lambda_1;$$

это доступная наблюдению величина, поэтому замечаем расхождение линий; при $n = 500$ $n \cdot \Delta\lambda = \xi_2 - \xi_1 = \frac{1}{2}\lambda_1$ — наибольшее расхождение, а при $n = 1000$ $n \cdot \Delta\lambda = \lambda_1$ — линии вновь совпали и т. д., как в опыте Физо.

2. Пусть расстояние между пластинками $d = 5\,см$; если $\lambda = 0{,}5\,\mu$, то по формулам 15 и 16:

$$\xi = 2d = n_1\lambda_1;\ n_1 = \frac{2d}{\lambda_1} = 2\cdot 10^5;$$

наблюдаем интерференцию при громадной разности хода $\xi = 200\,000\lambda_1$; разрешающая способность такой установки, принимая $\xi_2 - \xi_1 = \frac{1}{5}\lambda_1$;

$$\zeta = \frac{n\lambda_1}{\Delta\xi} = 10^6;$$

следовательно, можем заметить расхождение линий, если разность длин их волн даже не превышает числа:

$$\Delta\lambda = 10^{-6}\cdot 5\cdot 10^{-1}\mu = 5\cdot 10^{-7}\mu = 5\cdot 10^{-3}\text{Å},$$

т. е. пяти десятимиллионных микрона. Такие линии в интерферометре Фабри и Перо двоятся, видим их раздельно. Разрешающая способность призматических спектроскопов не идёт далее 1,082 Å (в данной области спектра); заключаем, что интерференционная спектроскопия повышает точность исследования спектров в 200 с лишком раз, чувствительность метода во столько же раз возрастает.

56. Фабри и Перо могли при помощи своего интерферометра наблюдать интерференцию при разности хода до 750 000 волн.

Вот некоторые результаты этих исследований.

1. Зелёная линия таллия $\lambda = 5439$ Å при $d = 6{,}25$ *мм* раздвоилась, у неё появился слабый спутник (или трабант): $\lambda_1 - \lambda_2 = \Delta\lambda = 21\cdot 10^{-6}\lambda_2$; при $d = 18$ *мм* произошло новое раздвоение более яркой линии: $\lambda_3 - \lambda_1 = 3\cdot 10^{-6}\lambda_1$; таким образом, зелёная линия таллия—тройная.

2. Зелёная линия ртути $\lambda = 5461$ Å [1]. В спектре ртути найдено очень много линий с 3—5 спутниками. Линия $\lambda = 5461$ Å замечательна тем, что она тройная, но все линии, на которые она распадается, почти одинаковой яркости. Другие исследователи нашли, что эта линия распадается на большее число линий.

3. По формуле (17) имеем.

$$2d = \xi = n_1\lambda_1 = (n_1 + m)\,\lambda_2 = n_2\lambda_2;$$

при неполном совпадении:

$$n_1\lambda_1 = (n_2 + \alpha)\,\lambda_2,$$

где $\alpha < 1$ и может быть измерено по расстояниям не совпадающих линий. Отсюда можно очень точно вычислить отношение длин волн:

$$\frac{\lambda_1}{\lambda_2} = \frac{n_2 + \alpha}{n_1}.$$

4. Красная линия кадмия $\lambda = 6438{,}47$ Å при самых высоких порядках интерференции не разлагалась и, как было установлено в 1907 г., не имела спутников.

---

[1]) Точнее: $\lambda = 5460,\ 7535$ (1951).

На основании обширных работ Майкельсона, Бенуа, Фабри и Перо Международная комиссия (1907) приняла следующее определение интернационального ангстрема: «Красное излучение паров кадмия в трубке с электродами в сухом воздухе при 15°С и нормальном атмосферном давлении имеет длину волны:

$$\lambda_0 = 6438{,}4696 \text{ ангстремов».}$$

Это определение вводит новую единицу длины — интернациональный ангстрем (1 Å), соотношение которой с метрическими единицами установлено с точностью до 10^{-7} (до одной десятимиллионной):

$$1\ \text{Å} = 10^{-4}\ \mu = 10^{-7}\ \textit{мм} = 10^{-8}\ \textit{см} = 10^{-10}\ \textit{м}.$$

Сравнив метр с длиной λ_0, выразили длину его через длину волны красной линии кадмия:

$$\textbf{1 метр} = 1553164{,}13\,\lambda_0 \qquad \text{(A)}$$

измерение в воздухе при 15° и 760 *мм* Hg. Этот результат, названный «световой метр», по международному соглашению (1907) решено уже не менять с той целью, чтобы внести устойчивость в числовые результаты всех иных измерений, так как изменение основной единицы заставило бы пересмотреть все результаты вычислений, в которые она входит.

Таким образом, длина основной единицы системы CGS и метрической связана с длиной, взятой из природы; этим осуществлена идея основателей метрической системы: взять из природы основную единицу измерений. Теперь для проверки или даже восстановления метра мы имеем вполне определённую и постоянную длину — λ_0 красной линии кадмия. Правда, нам неизвестно, остаётся ли эта длина, характеризующая электромагнитный процесс излучения, сама неизменной при перемещении солнечной системы и Земли в пространстве, но если эти изменения космического характера и существуют, они могут сказаться и стать заметными лишь через миллионы лет. Поэтому мы можем утверждать, что тот метр, который является по его международному определению (I, § 2) произвольной длиной, принятой за единицу, в настоящее время имеет универсальное определение, которое дано ему через постоянную природы λ_0 соотношением (А).

Кадмиева красная линия, длина волны которой узаконена раз навсегда на основании работ лучших спектроскопистов, принимается за нормаль первого порядка. В 1922 г. та же Международная комиссия установила ряд линий как нор-

мали второго порядка, выбрав их по длине всего спектра из линий Fe, Ne, He и некоторых других элементов; длины волн нормалей второго порядка определены интерферометрически по нормалям первого порядка. См. линии второго порядка на стр. 86 (§ 43).

Работы, проведённые в институте Метрологии (1949) под руководством М. Ф. Романовой, установили при помощи мощного интерферометра, что красная линия кадмия λ_0, считавшаяся до этого времени однородной, имеет сверхтонкую структуру, а именно: кроме основной линии $\lambda_0 = 6438{,}4696$ Å у неё есть три линии, отличающиеся от основной на: $-0{,}0035$ Å, $+0{,}0035$ Å, $+0{,}0095$ Å. Но так как длина основной линии λ_0 определена с относительной погрешностью $1{,}5 \cdot 10^{-8}$, то определение светового метра при столь высокой точности воспроизведения основной спектральной линии остаётся непоколебленным.

57. Интерферометр Майкельсона, при помощи которого были решены очень важные вопросы физической теории, основан на явлении интерференции лучей от двух зеркал, целесообразно расположенных в его аппарате. Монохроматический свет (жёлтая линия натрия или красная — кадмия) от сильного источника S падает под углом 45° на посеребрённую полупрозрачную пластинку A (рис. 122, 123), на которой луч разделяется:

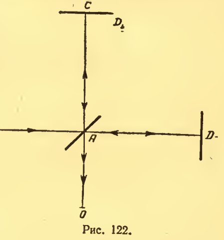


Рис. 122.

1. Часть света, отражаясь от A, идёт к зеркалу C, отражаясь от C, вновь идёт к A, отчасти проходит через пластинку A и идёт в трубу O.

2. Часть света из S проходит через A и идёт к зеркалу D, отражается от него, отчасти отражается у A и идёт в трубу O[1].

Следовательно, в трубу O приходят два луча по путям $SACAO$ и $SADAO$, они имеют разность хода и в O будут интерферировать; результат интерференции будет зависеть от разности хода

[1] Пластинка F между A и D (рис. 123), тождественная с пластинкой A, имеет целью компенсировать оптические пути лучей AC и AD: пластинка A имеет посеребрённую поверхность, сбращённую к нам (рис. 123), поэтому луч $SACAO$ трижды проходит через A, а луч $SADAO$—один раз; но он ещё два раза проходит через F.

этих лучей:

$$\xi = ACA - ADA.$$

Если расстояния CA и DA равны, то $\xi = 0$, в точке O окуляра трубы происходит усиление света; то же будет при $\xi = 2\frac{\lambda}{2}$, $4\frac{\lambda}{2}\ldots$ При перемещении одного из зеркал, например C, разность хода изменяется и условия интерференции изменяются.

Если зеркало C и мнимое изображение зеркала D в посеребрённой пластинке A, которое видим в трубу O, в положении D_1

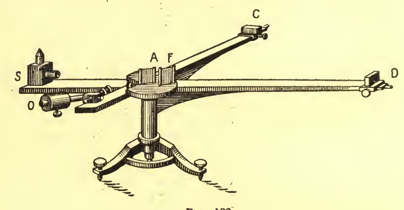


Рис. 123.

(рис. 122) строго параллельны, то в фокальной плоскости O увидим интерференционные кольца равного наклона; если же C и D_1 образуют небольшой угол, то в O будут линии равной толщины.

На рисунке 124 дан монтаж интерферометра с установочными винтами для перемещения зеркала C и для поворота на небольшой угол зеркала D при переходе от линий равного наклона к линиям равной толщины.

При больших перемещениях зеркала C разность хода может достигать миллионов длин волн.

При изменении расстояния CA, при перемещении зеркала C при помощи вращения ручки, связанной с микрометрическим винтом (рис. 124), интерференционные линии перемещаются. Именно, при перемещении зеркала C на четверть волны, разность хода ξ изменяется на $^1/_2\lambda$, и потому на местах минимумов яркости появляются максимумы, и обратно. Если установить визирную нить или шкалу в фокальной плоскости трубы O (рис. 125), то будем наблюдать при изменении расстояния CA на $^1/_4\lambda$ смещение колец на полкольца, а при линиях равной толщины — сме-

щение линий на половину расстояния между максимумами; вообще при перемещении зеркала C и изменении расстояния CA наблюдаем движение интерференционных полос.

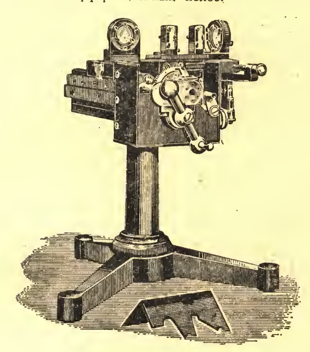


Рис. 124.

При этих наблюдениях движения полос ставятся две задачи, для решения которых и построен этот интерферометр:

1. Зная величину смещения зеркала C, определяем длину волны λ монохроматического света.

2. Наоборот, зная длину λ, по счёту прошедших при движении зеркала C через визирную нить полос определяем величину смещения зеркала C.

Эти измерения, как увидим (§ 112), легли в основу решения одного из важнейших вопросов научного миропознания.

Рис. 125.

В. П. Линник предложил (1933) микроинтерферометр на принципе Майкельсона, который прямо можно навинчивать на тубус микроскопа. Куб однородного стекла (рис. 125а) разрезан по диагональной

плоскости AB; одна плоскость разреза слегка посеребрена и затем обе призмы склеены канадским бальзамом. Ход интерферирующих лучей такой же, как на рисунке 122, плоскость AB играет роль пластинки A.

Вместо зеркала C ставится исследуемая поверхность CC, например пластинка металла; шероховатости на ней или неровности равносильны удалению или приближению зеркала C и дадут смещение линий интерференции. Этот интерферометр

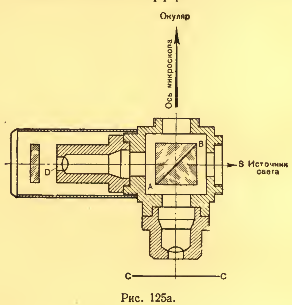


Рис. 125а.

является техническим прибором для исследования поверхностей и разного рода шлифовок (например, оптических стёкол) с точностью до десятых и даже сотых долей длины волны (до 0,01 — — 0,05 μ.)

4. Применения интерферометров.

58. Измерения длин невооружённым глазом идёт до 0,2 *мм* $= 2 \times 10^{-2}$ *см*; при помощи наиболее совершенных микроскопов — до $2{,}5 \cdot 10^{-5}$ *см* (§ 27); это есть предел разрешающей способности микроскопа, за которым возникают дифракционные явления, совершенно искажающие наблюдаемое изображение. Интерферометр далеко отодвигает эту границу: как уже было упомянуто (стр. 112), длина волны красной линии кадмия измерена с точностью до $10^{-8}\mu = 10^{-12}$ *см*. Измерение длины является как основное, непосредственно выполняемое измерение, к которому

сводятся другие измерения, поэтому повышение точности измерения длины обусловливает усовершенствование всех измерений.

Возможность применения интерференции к измерению длин выясняется из основной формулы (17); пусть при данном расположении плоскостей интерферометра имеем для данного монохроматического света:

$$2d = n\lambda;$$

изменим d, т. е. в интерферометре Фабри и Перо изменим расстояние между A и B (рис. 114); при переходе в новое расположение в поле зрения переместятся полосы и для нового положения имеем:

$$2d_1 = n_1\lambda;$$

отсюда:

$$2(d_1 - d) = (n_1 - n)\lambda; \; 2\Delta d = (n_1 - n)\lambda. \qquad (20)$$

Итак, при помощи счёта $(n_1 - n) = \Delta n$ интерференционных полос, проходящих в поле зрения наблюдателя через метку O, определяем:

1) Если известно смещение Δd, длину волны:

$$\lambda = \frac{2\Delta d}{n_1 - n} = \frac{2\Delta d}{\Delta n}. \qquad (А)$$

2) Если известна длина волны λ, смещение Δd:

$$\Delta d = \frac{(n_1 - n)\lambda}{2} = \frac{\Delta n\lambda}{2}, \qquad (Б)$$

т. е. измеряем длину Δd в единицах λ.

На основании (А) могут быть измеряемы длины волн монохроматического света с той точностью, о которой было упомянуто; на основании именно этого принципа Фабри и Перо произвели основное измерение волны красной линии кадмия (стр. 112).

На основании (Б) становятся принципиально возможны измерения длины с точностью $5 \cdot 10^{-9}$ μ.

С этой именно точностью Майкельсон и Бенуа в Международном бюро мер и весов измерили метровый эталон и выразили его в длинах волн кадмия (красной, зелёной и синей).

59. Единица массы — килограмм по замыслу творцов метрической системы связана с основной единицей длины, а именно: теоретически килограмм есть масса воды в одном кубическом дециметре при 4°. Многие исследователи показали, что прототип—эталон килограмма (I, § 2), принятый как международная единица массы, отличается от его теоретического значения; так, Д. И. Менделеев установил (1896), что масса 1 *куб. дм* чистой воды при 4° равна 999,487 *г* (взвешивание в пустоте). Французские учёные произвели в Международном бюро мер и весов точнейшие измерения размеров того кварцевого куба, который служит при методе гидростатического взвешивания для определения массы дистиллированной воды в объёме кубического дециметра при 4°. Эти измерения при

помощи интерферометра Фабри и Перо в среднем позволяют принять (1909): масса 1 *куб. дм* чистой воды = 999,9732 *г* (4° C, 760 *мм* Hg).

Следовательно, 1 *л* как объём 1 *кг* чистой воды при 4° и 760 *мм* равен 1,000027 *куб. дм.*

Рассмотренные примеры применения интерферометров выясняют, что введение методов интерференции при измерении малых длин и углов примерно в миллион раз повышает пределы точности измерений малых величин по сравнению с микроскопом и соответственно увеличивает при этом точность наблюдений. Поэтому интерферометры применяют к измерению коэффициентов упругости и расширения, при испытании плоскостей и кривизны оптических стёкол и т. д.

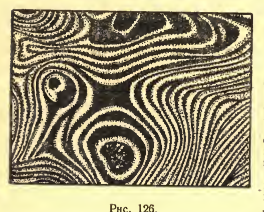


Рис. 126.

Если две пластинки стекла не плоски и если их положить друг на друга и осветить монохроматически, то вообще увидим весьма прихотливые линии равной толщины; по мере шлифовки линии выравниваются; плоские стёкла не искажают линии интерференции. Если на заведомо плоскую пластинку положить для испытания плоскопараллельности другую пластинку и осветить их монохроматическим светом (например, ртутной лампой), то наблюдаем кольца равного наклона в случае плоскопараллельности обеих пластинок (рис. 126); если пластинки перемещать взаимно, то в случае неточной плоскопараллельности кольца будут двигаться,так как будет изменяться толщина воздуха между ними. Из предыдущего ясно, что при увеличении толщины пластинки кольца пойдут к центру и там будут исчезать, если же толщина пластинки уменьшается (а толщина слоя воздуха увеличивается), то кольца будут расходиться, из центра будут появляться новые. Появление или исчезновение кольца указывает на изменение толщины пластинки на $\frac{\lambda}{2}$.

Это чувствительный способ исследования плоских и иных поверхностей, имеющий большое значение в современной технике приборостроения, самолётостроения и т. п.

Мы обозрели некоторые применения интерферометров; эти примеры выясняют степень точности, которую вносит интерференционная спектроскопия в технические и теоретические исследования. Как мы видели, эта степень точности недостижима при иных методах измерений.

II. ПРЯМОЛИНЕЙНОЕ РАСПРОСТРАНЕНИЕ СВЕТА

А. ПРИНЦИП ГЮЙГЕНСА

60. Прямолинейное распространение света представляло величайшее затруднение для развития взгляда на свет как на волновой процесс. Мы знаем, что если в S находится звучащее тело (рис. 127) и в A находится экран, то звук обогнёт его и мы услышим в O звук;

к уху, помещаемому в O, придут колебания от точек S_1, S_2 и т. д., которые приведены в колебательное движение звуковой волной Ω, распространяющейся из S. Но если в S находится источник света, а в A непрозрачный экран, то глаз в O не увидит S и свет не доходит от S в O, он не огибает экран A и распространяется лишь прямолинейно. Это основное затруднение было разъяснено с помощью принципа Гюйгенса, который выясняет механизм передачи волнового процесса из S в O. Об этом принципе было упомянуто в I томе (I, § 124); рассмотрим вопрос подробнее.

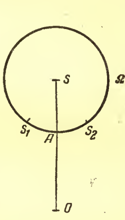


Рис. 127.

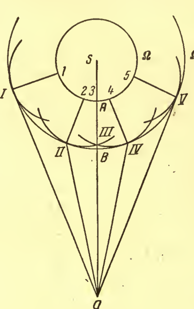


Рис. 128.

Пусть через t сек. после начала колебаний в S колебательное движение распространилось на расстояние SA (рис. 127, 128); если среда около S изотропна и однородна, то все точки сферической поверхности Ω одновременно затронуты колебательным движением и находятся в одной фазе; они образуют поверхность волны. Каждая точка этой поверхности может быть рассматриваема как центр новой сферической волны; в точках 1, 2, 3 ... происходит такой же колебательный процесс, как и в точке S. Поэтому колебание в точке O есть результат сложения всех тех импульсов, которые передаются в O от всех точек поверхности Ω. Конечно, такое же рассуждение можно провести относительно любой поверхности волны Ω, Ω_1 и т. д.

Через некоторое время $(t+t_1$ сек) после начала колебания в S вновь образованные около точек 1, 2, 3 ... волны успеют распро-

страниться на расстояние SB, образовав ряд сферических волн, центрами которых будут точки 1, 2, 3, 4 ... Для всех этих сфер существует одна огибающая поверхность Ω_1, которую построим, описав из S сферу радиусом SB. Эта общая огибающая или касательная поверхность Ω_1 для момента $(t+t_1$ сек.) будет новым «фронтом» волны, т. е. поверхностью, до которой успело за указанное время распространиться колебательное движение; все точки этой поверхности находятся в одной и той же фазе.

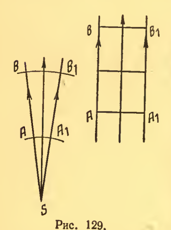


Рис. 129.

Этот новый волновой фронт тоже всеми своими точками I, II, III... образует ряд волн, для которых в каждый момент времени можно построить огибающую Ω_2, которая будет фронтом волны для другого момента и т. д.

Интерференция весьма сложного характера уничтожает действия этих элементарных волн с центрами в 1, 2, 3 ... точках как в направлении к S, так и между всякой парой поверхностей Ω и Ω_1; поэтому мы и представляем себе, что при распространении из S волнового процесса всё дело ограничивается распространением сферических волн $\Omega, \Omega_1 ...$; на самом деле поверхности этих волн суть только огибающие тех действительных сферических волн, которые образуются около всех точек, захваченных колебанием в данный момент.

На основе этих представлений установлено общее положение, называемое принципом Гюйгенса-Френеля.

Всякую точку на поверхности волны можно рассматривать как центр новой волны; образовавшиеся около этих точек элементарные волны интерферируют между собой так, что в действительности распространение колебательного процесса происходит таким образом, как будто существует лишь огибающая Ω этих элементарных волн, которую мы и принимаем за фронт волны для данного момента.

В такой форме принцип Гюйгенса есть описание роли микроскопических элементов колебательного процесса в образовании макроскопического образа—распространяющейся в данной среде волны[1].

Два замечания, расширяющие предыдущее рассуждение:

1. Если среда, в которой распространяется колебательный процесс, анизотропна, то вследствие различных скоростей света

[1] Строгое доказательство его было дано лишь в конце XIX столетия Кирхгофом и Дюгемом (1882).

по разным направлениям поверхности огибающих будут иметь более сложное строение, например будут поверхностями эллипсоидов.

2. Если огибающие строим для участков поля, весьма удалённых от центра колебания S, то огибающие волны будут иметь форму плоскостей (рис. 129) AA_1, BB_1 ..., параллельно перемещающихся с течением времени; весьма удалённые от S части сферических поверхностей AA_1 и BB_1 представляются плоскими, а лучи AB, A_1B_1—параллельными и перпендикулярными к этим огибающим плоскостям. Так, лучи столь отдалённого источника, как Солнце, мы считаем параллельными.

Б. ЗОНЫ ФРЕНЕЛЯ

61. Френель показал, что, опираясь на принцип Гюйгенса, можно объяснить, почему свет представляется прямолинейно распространяющимся, тогда как в действительности от источника идут волны света. Не приводя полностью этого доказательства, рассмотрим его план и основную идею.

Пусть S — монохроматический источник света, длина волны λ (рис. 130), O—глаз. Распространение света из S к O представляем себе как распространение волнового процесса, который, как показал Гюйгенс, сводится к перемещению огибающей Ω в положение Ω_1 и далее к O. Опишем из O ряд сфер, пересекающих какую-нибудь из огибающих, например Ω_1, причём выберем радиусы этих сфер так, чтобы они отличались друг от друга на $\frac{1}{2}\lambda$. Таким образом, радиусы первой, второй и т. д. сфер соответственно будут равны:

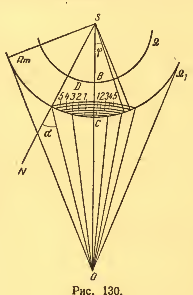


Рис. 130.

$$OC+\frac{\lambda}{2}=r+\frac{\lambda}{2};\quad r+2\frac{\lambda}{2},\quad r+3\frac{\lambda}{2}\ldots$$

$$\ldots r+(n-1)\frac{\lambda}{2};\quad r+n\frac{\lambda}{2},\ldots$$

Так как λ весьма мало, сферы эти будут лежать очень близко друг к другу. Поверхности сфер отсекут на поверхности огиба-

ющей $\mathfrak{L}_1$ ряд сегментов $1C_1$, $2C_2$, $3C_3$ ... и образуют на поверхности волны ряд поясов или зон 1221, 2332 ... Поверхности двух последовательных зон очень мало отличаются между собой; именно, как показывает вычисление, ряд этих поверхностей зон есть арифметическая прогрессия с разностью λ, т. е. с очень малой разностью; следовательно, поверхности рядом лежащих зон весьма мало отличаются друг от друга.

62. По принципу Гюйгенса каждая зона есть источник света для точки O, иначе—каждая зона является источником колебаний, которые, распространяясь, обусловят в O колебательный процесс, характеризуемый амплитудой A.

Обозначим соответственно через y_0, y_1, y_2 ... y_n смещения или отклонения в данный момент, которые обусловлены в O действием центрального сегмента и последовательных зон;

1. $y_0 > y_1 > y_2 > \ldots y_n$; наибольшее значение для O имеет действие центрального сегмента; роль остальных зон по мере удаления от прямой SCO падает: они дальше от O, и поток лучей образует всё большие и большие углы с нормалями SN (рис. 130, § 37).

2. Действие первой зоны отчасти парализует действие второй, так как для каждой волны первой зоны найдётся волна второй зоны с разностью хода $\frac{\lambda}{2}$; вообще для волны $(n-1)$ зоны найдётся волна n-й зоны с разностью хода $\frac{\lambda}{2}$.

Такие волны принесут в O смещения с противоположными фазами, а так как пути их по направлению почти совпадают (например, O_4, O_5), то мы имеем здесь условие для интерференции колебаний; знаки смещений, слагающихся в O, будут противоположны:

$$+y_0, \quad -y_1, \quad +y_2, \quad -y_3 \ldots$$

3. Поэтому можно себе представить смещение y в O как результат алгебраического (а не геометрического) сложения уменьшающихся слагаемых, образующих знакопеременный ряд:

$$y = y_0 - y_1 + y_2 - y_3 + \ldots (-1)^m y_m. \qquad (a)$$

Последняя зона ограничена основанием конуса, образующие которого касательны к сфере $\mathfrak{L}_1$ (рис. 130), для неё $\alpha = 90°$ и потому $y_m = 0$.

4. Выражение (a) можно переписать так:

$$y = \frac{1}{2} y_0 + \frac{1}{2}(y_0 - y_1) - \frac{1}{2}(y_1 - y_2) + \frac{1}{2}(y_2 - y_3) - \frac{1}{2}(y_3 - y_4) + \ldots$$

На основании всех вышеприведённых соображений разности в скобках весьма малые и притом уменьшающиеся величины.

Поэтому можем принять:

$$y = \frac{1}{2} y_0.$$

Это значит: волновой процесс в O определяется колебаниями, осуществляемыми только половиной центральной зоны, т. е. сегмента около точки C.

Но вследствие малости λ поверхность сегмента $1C_1$ (рис. 130) будет очень мала; если построим конический пучок лучей, исходящий из S, через половину центрального сегмента на поверхности Ω_1, то мы получим бесконечно узкий луч и наши чувства воспримут его просто как прямую SCO; это и значит, что свет представляется нам распространяющимся прямолинейно; наш глаз в O, смотря по направлению OCS (рис. 130), видит лишь половину центрального сегмента, т. е. почти точку; остальные зоны $-1, 2, 3\ldots$ для него тёмные, так как световые колебания от них погашены интерференцией.

Поэтому прямолинейное распространение света есть интерференционный процесс; мы его наблюдаем потому, что обычно при свободном распространении света все зоны Френеля свободны и имеют симметричное расположение по отношению к глазу наблюдателя.

Если же чем-либо нарушается свобода и правильное расположение зон, то нарушается и прямолинейность распространения света; при этом, как увидим, возникают явления дифракции.

III. ДИФРАКЦИЯ

А. ДИФРАКЦИЯ ФРЕНЕЛЯ

63. Когда на пути лучей, исходящих из источника S (рис. 131), ставим непрозрачное тело AB, то на экране QQ_1 видна тень A_1B_1.

Это обычное явление, и мы всегда его наблюдаем, если AB имеет значительные размеры. Но если взять AB столь малым, что он закроет лишь центральные зоны Френеля (рис. 132), то свет обойдёт экран AB, лучи света как бы получат излом, откуда и самоё название явления—дифракция. Там, где мы ожидали бы видеть геометрически полную тень в A_1B_1, мы увидим интерференционную картину светлых и тёмных полос. В центре геометрической тени A_1B_1 (рис. 132) в точке O увидим свет, так как, хотя центральные зоны закрыты экраном AB, но для O сохранится действие других зон и половина первой незакрытой зоны даёт в O световой эффект. Таким образом, при-

ходим к парадоксальному утверждению: в центре геометрической тени O должен быть свет.

1. Опыт подтверждает это заключение: если осветить щель S и на пути лучей натянуть **тонкий волосок или проволоку** AB (диаметр 0,2—0,5 *мм*), то на экране QQ_1 увидим светлые и тёмные полосы дифракции, средняя полоса светлая. Но если брать экран AB всё более и более широкий, то он будет парализовать всё большее и большее число центральных зон, а так как $y_0 > y_1 > y_2 > y_3 > \ldots$, то интенсивность освещения в O будет падать и при некоторой ширине экрана AB станет совсем незаметной, т. е. появится обычная геометрическая тень, явление дифракции исчезнет.

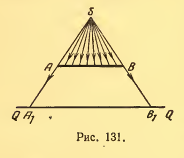


Рис. 131.

Для всякой другой точки в геометрической тени C имеет значение полузона около A и полузона около B. Таким образом, всё явление сводится к тому, что мы имеем два точечных источ-

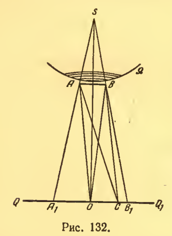


Рис. 132.


Рис. 132а.

иика A и B, как это было в устаиовке зеркал **Фреиеля**: 1) если $\xi = AC - BC = 2n\frac{\lambda}{2}$ в C — светлая полоса; 2) если $\xi = AC - BC = (2n+1)\frac{\lambda}{2}$, в C—тёмная полоса; получаем обычную интерференциониую картину (рис. 93.).

Таким образом, эти замечательные наблюдеиия Фреиеля устаиовили факт излома лучей света, которые, обходя малые по срав-

нению с длиной волны света препятствия, попадают в область геометрической тени A_1B_1 (рис. 132) и образуют в ней полосы света и тени (рис. 132а).

Эти волновые явления хорошо можно наблюдать на воде; если на пути водяных волн поставить большое по сравнению с длиной волны препятствие, волны его не обходят, за ним образуется «тень» — спокойная вода (рис. 133); если же взять препятствие



Рис. 133.



Рис. 134.

малых размеров, то волны обойдут его справа и слева (рис. 134); пересекаясь, они будут интерферировать друг с другом и обусловят местные усиления и ослабления волн.

2. Рассмотрим второе, основное, явление дифракции—при прохождении света через узкую щель AB (рис. 135). Если ширина щели AB велика, то на экране ML мы видим ровно освещённую полосу A_1B_1. Но если щель AB очень узка (доли миллиметра), то на экране ML появляются полосы светлые и тёмные (рис. 93), как при интерференции, значит, в области света A_1B_1 оказались тёмные полосы, где свет погасил свет. (См. I, рис. 273, 275).

Для объяснения этого явления возьмём какую-нибудь точку Q в области A_1B_1 (рис. 136) и построим по отношению к ней зоны Френеля радиусами:

$$QC,\ \ QC+\frac{\lambda}{2},\ \ QC+2\frac{\lambda}{2},\ \ QC+3\frac{\lambda}{2}\dots$$

Если в пределах щели AB помещается для точки Q чётное число этих зон, то импульсы, происходящие от их точек, образуют волны, которые в Q попарно уничтожают друг друга, и по-

тому в этом случае в Q имеем тёмную полосу. Если же в щели AB помещается нечётное число зон, построенных из точки Q, то одна из них не будет парализована и обусловит в Q светлую полосу. То же построение можно сделать и в других точках Q_1, Q_2 ...

Таким образом, в области экрана A_1B_1, где при широкой щели будет свет, при узкой щели наблюдаем тёмные и светлые полосы (рис. 132 а).

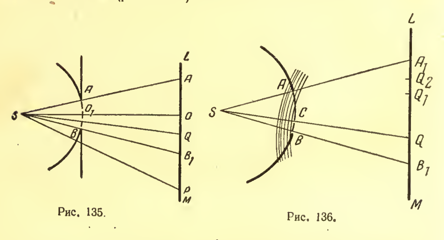


Рис. 135.

Рис. 136.

Итак: 1) если $AQ - BQ = 2n\frac{\lambda}{2}$, то в точке Q тёмная полоса;

2) если $AQ - BQ = (2n + 1)\frac{\lambda}{2}$, то в точке Q светлая полоса.

Как видим, эти условия противоположны тем, которые указаны для узкого экрана.

Б. ДИФРАКЦИЯ ФРАУНГОФЕРА

64. Френель дал полную теорию дифракционных явлений, выведя формулы для вычисления максимумов и минимумов света в дифракционной картине при всевозможных случаях явления (1815). Фраунгофер (1821) исследовал особенно важный случай дифракции при параллельных лучах, т. е. дифракцию при плоских волнах. Осуществить и наблюдать дифракцию Фраунгофера можно при помощи гониометра (§ 13, рис. 137).

Источником света служит монохроматически освещённая щель S в I неподвижной трубе (рис. 138). Эта щель находится в фокусе линзы O, так что из I трубы выходит параллельный пучок лучей, который направляется во II трубу O_1O_2, где линза O_1 собирает эти лучи в своём фокусе M. Поэтому при помощи окуляра O_2

видим в M изображение щели — светлую прямую в середине поля зрения трубы O_1O_2. Но если на пути лучей, вышедших из I трубы, поставим диафрагму с узкой щелью D (или натянем тонкую проволоку), то в поле зрения окуляра увидим уже не одну, а ряд светлых полос (рис. 139), симметрично расположенных относительно центральной M и разделённых тёмными промежутками. При помощи окулярного микрометра можем измерять расстояния между полосами. Если щель освещена белым светом, то светлые полосы окрашены в спектральные цвета, как это и следует из общих соображений о причинах интерференции (§ 42).

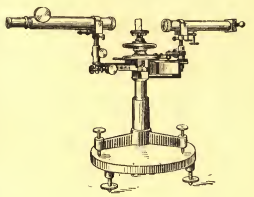


Рис. 137.

Рассмотрим происхождение описанной дифракционной картины при одной щели.

Обозначим ширину щели AB через a (рис. 140); так как она освещена параллельными лучами, т. е. к ней проходит плоская волна L_1N_1, L_2N_2, то сама щель является поверхностью плоской

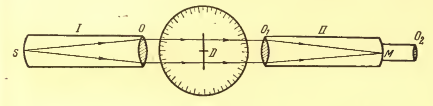


Рис. 138.

волны и все точки её по принципу Гюйгенса суть когерентные источники волн, распространяющихся за щелью.

Все точки поверхности волны ACB находятся в одной фазе и потому в точку M при положении трубы O_1O_2 (рис. 138) волны Гюйгенса придут без разности хода; это есть **центральная светлая полоса** M.

Для всякого другого направления, например под углом φ с нормалью к щели, в точке M_1 окуляра II трубы (рис. 141) может появиться как светлая, так и тёмная полоса. Для определения характера явления в M_1 в щели AB построим зоны Фре-

неля для данного направления, проведя в щели плоскости, перпендикулярные *см* и отстоящие друг от друга на расстоянии $\frac{\lambda}{2}$ (пунктир, рис. 140).

Опираясь на эти представления, сделаем расчёт, определяющий интенсивность света в M_1 при данном φ.

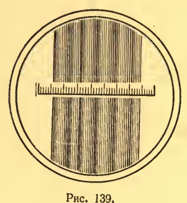


Рис. 139.

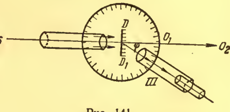


Рис. 141.

1. Первоначальное положение II трубы O_1O_2 (рис. 138, 140) таково, что ось её совпадает с осью I трубы SO и на её оси находится центральная полоса дифракции M; остальные полосы M_1, M_2 ... (рис. 139) располагаются налево и направо от оси.

Чтобы привести на одну из этих полос M_1 ось II трубы O_1O_2, её надо повернуть на угол φ (рис. 141); поворот на рисунке преувеличен, угол φ очень мал, так как полосы близки друг к другу. Значение этого угла может быть найдено отсчётом на разделённом круге при помощи нониусов.

Рис. 140.

2. При некотором угле φ разность хода крайних лучей, выходящих из щели AB (рис. 140), выразится так:

$$\xi = AQ = AB \sin\varphi = a \cdot \sin\varphi.$$

При разных значениях угла φ AQ принимает разные значения и, в частности, становится равным чётному или нечётному числу полуволн.

а) Если $\xi = AQ$ равно нечётному числу полуволн:

$$\xi = AQ = (2n-1)\frac{\lambda}{2}; \quad a \cdot \sin\varphi = (2n-1)\frac{\lambda}{2},$$

то это значит, что в щели AB при данном φ помещается нечётное число зон, например $2n-1=3$; при этом действия двух зон взаимно уничтожаются вследствие интерференции, а третья по направлению CC_1M_1 даёт свет. То же будет при $2n-1=5$, $2n_1-1=7$ и т. д.; в этих направлениях видим светлые полосы.

б) Если $\xi = AQ$ равно чётному числу полуволн:

$$\xi = AQ = 2n\frac{\lambda}{2}; \quad a \cdot \sin\varphi = n\lambda, \tag{1}$$

то это значит, что в щели AB при данном φ помещается чётное число зон, например $2n=4$. Тогда действия смежных зон попарно при интерференции уничтожаются, а потому в направлении φ при $2n=2, 4, 6 \ldots$ видим тёмные полосы.

3. Из этого рассуждения вытекают выводы:

а) При наблюдении узкой щели должны появиться, кроме основной светлой полосы M, ряд тёмных и светлых полос, расположенных рядом с M (рис. 139).

б) Максимумы интенсивности света (светлые полосы) расположены в тех местах поля, освещаемого щелью, для которых разность хода волн от крайних точек щели AB равна нечётному числу полуволн данного монохроматического света; минимумы — в тех, где эта разность хода равна чётному числу полуволн (тёмные полосы).

в) Из формулы (1) имеем:

$$\sin\varphi = \frac{AQ}{a}; \quad \varphi = \text{arc} \cdot \sin\left[\frac{n\lambda}{a}\right]; \quad n = 1, 2, 3 \ldots \tag{2}$$

Это значит, что чем уже щель, тем при данных n и λ дальше друг от друга дифракционные полосы.

Наоборот, чем больше a, чем шире щель, тем ближе светлые полосы к M и при достаточной ширине щели все они сливаются с M; имеем геометрическое изображение щели.

г) Из формулы (2) следует, что для разных длин волн расстояния светлых полос при данной ширине щели будут различны, именно для красного света расстояния будут наибольшие, для фиолетового — наименьшие.

Отсюда заключаем, что при освещении щели белым светом дифракционные полосы будут иметь вид цветных полос; это будет ряд окрашенных изображений щели, расположенных налево и направо от центральной белой полосы.

В. ДИФРАКЦИОННАЯ РЕШЁТКА

65. Светлые полосы становятся очень яркими, если перейти от одной щели ко многим. Это осуществляется в дифракционных решётках. При помощи делительной машины наносится ряд параллельных штрихов на пластинки стекла (или металла); штрихи на стекле непрозрачны, так как они диффузно отражают падающий на них свет, прозрачны только нетронутые полоски стекла, которые играют роль щелей.

Фраунгофер строил такие решётки, нанося 100 штрихов на миллиметр; американский физик Роуланд (1882) при помощи усовершенствованной делительной машины нашёл возможным наносить до 1700 штрихов на миллиметр. Имеют большое распро-

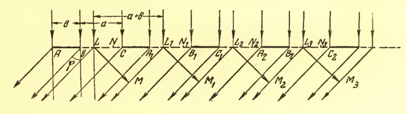


Рис. 142.

странение фотографические решётки, т. е. снимки с основной, специально изготовленной решетки, в которой имеется 568 штрихов на миллиметр.

Каждая щель — часть стекла между двумя соседними штрихами — даёт описанную выше дифракционную картину; все лучи, прошедшие через эти узкие щели, имеют один основной источник и потому способны к интерференции, это — лучи когерентные. Следовательно, сочетание дифракции с интерференцией обусловит окончательный результат при распределении интенсивности света, прошедшего через решётку.

Пусть $AB = CA_1 = B_1C_1 \ldots = в$ (рис. 142) — толщина штриха, $BC = A_1B_1 = C_1A_2 \ldots = a$ — ширина прозрачного промежутка щели; если на длине l *мм* нанесены n штрихов, то:

$$l = (n-1)(a+в); \quad a+в = \frac{l}{n-1};$$

длина $(a+в)$ называется периодом решётки; так, если $n = 568$, то период решётки $a + в = \frac{1}{567}$ *мм*.

Положим, что DD_1 — решётка, поставленная на столик гониометра (рис. 141), освещена параллельными лучами монохроматического света, например, пламени паров натрия.

Параллельные лучи, освещающие решётку, после прохождения через щели BC, A_1B_1, C_1A_2 ... образуют пучки параллельных лучей; если по какому-нибудь направлению, определяемому углом φ (рис. 142), поставить II трубу гониометра (рис. 141), то в поле её зрения будут собраны лучи данного направления (рис. 143).

Возьмём пучок параллельных лучей, образующий с первоначальным направлением лучей некоторый угол φ (рис. 141 и 142); в каждой щели наметим соответственно расположенные точки

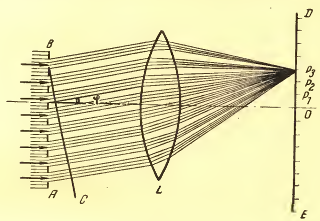


Рис. 143.

L, L_1, L_2, L_3 ... (рис. 142); также N, N_1, N_2, N_3 ... Лучи, прошедшие через соответственные точки L, L_1, L_2, L_3 ..., имеют при данном φ одну и ту же разность хода ξ:

$$\xi = L_1M = L_2M_1 = L_3M_2 \ldots = (a+в)\sin\varphi.$$

Такую же разность хода будут иметь лучи этого пучка, прошедшие через другие соответственные точки N, N_1, N_2 ..., и т. д.

Результат интерференции монохроматических лучей одного и того же пучка, определяемого направлением φ, выразится в следующих заключениях:

1. Если φ таково, что

$$\xi = (a+в)\sin\varphi = 0,\ 2\frac{\lambda}{2},\ 4\frac{\lambda}{2},\ 6\frac{\lambda}{2}\ \ldots,$$

вообще:

$$\xi = (a+в)\sin\varphi = 2n\frac{\lambda}{2} = n\lambda, \qquad (3)$$

то при $n = 0, 1, 2, 3, 4 \ldots$ получим максимумы интенсивности света; иначе говоря, параллельные лучи, направленные

под углами, определяемыми условиями:

$$\sin\varphi = 0,\ \frac{\lambda}{a+в},\ \frac{2\lambda}{a+в},\ \frac{3\lambda}{a+в}\ldots,$$

вообще под углами:

$$\sin\varphi = \frac{n\lambda}{a+в};\quad n = 0,\ 1,\ 2,\ 3\ldots, \tag{4}$$

дадут светлые линии; при $n=0$ это будет центральное изображение щели, а затем при $n = 1, 2, 3\ldots$ налево и направо от центрального изображения получим светлые линии убывающей яркости. Их можно наблюдать в трубу (рис. 141), постепенно перемещая её по кругу гониометра, отклоняя от центрального положения OO_1O_2 на углы φ, удовлетворяющие условию (4). Также можно проектировать эти светлые линии при помощи линзы L (рис. 143) на экран DE, находящийся в главной фокальной плоскости этой линзы; на экране увидим центральную полосу O и светлые линии P_1, P_2, P_3, разделённые тёмными промежутками.

2. Для всех иных направлений, для которых угол φ не удовлетворяет условию (4), пучки параллельных лучей в результате интерференции дают минимум освещённости или полную темноту, если число щелей и штрихов в решётке достаточно велико. Докажем, что для всех этих направлений, не удовлетворяющих условию (4), разность хода лучей, распространяющихся из любых соответственных точек L, L_1, L_2, ..., равна нечётному числу полуволн:

$$\xi = (2n-1)\frac{\lambda}{2},$$

и потому эти лучи, будучи соединены трубой или линзой, дадут взаимно уничтожающиеся колебания.

Пусть угол φ удовлетворяет условию (4); возьмём близкое, соседнее направление параллельного пучка лучей LP, L_1P_1, ... (рис. 144), определяемое углом φ_1. Тогда, считая точки $L, L_1\ldots$, соответственными (расстояния между ними равны $a+b$), можем изобразить разности хода лучей, прошедших через эти соответственные точки первой, второй и т. д. щели по направлению φ_1, так:

$$L_1M_1 = \xi_1 = (a+в)\sin\varphi_1 = (2n+\varepsilon)\frac{\lambda}{2} = (2n+1\varepsilon)\frac{\lambda}{2};$$

$$L_2M_2 = \xi_2 = 2(a+в)\sin\varphi_1 = 2(2n+\varepsilon)\frac{\lambda}{2} = (2\cdot 2n+2\varepsilon)\frac{\lambda}{2};$$

$$L_3M_3 = \xi_3 = 3(a+в)\sin\varphi_1 = 3(2n+\varepsilon)\frac{\lambda}{2} = (3\cdot 2n+3\varepsilon)\frac{\lambda}{2};$$

. . . .

. . . .

Здесь $\varepsilon < 1$ есть число, определяющее отклонение разности хода при φ_1 от точного равенства чётному числу полуволн при φ. Если число штрихов и щелей достаточно велико, то, переходя от одной щели к другой, дойдём до такой m-й щели, для кото-

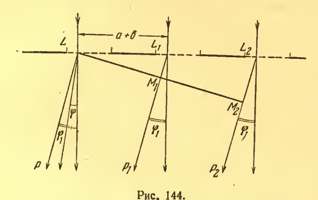


Рис. 144.

рой $m \cdot \varepsilon = 1$ (хотя бы приближённо). Следовательно, разность хода лучей, прошедших через соответственные точки L и L_m, получает вид:

$$\xi_m = L_m M_m = m(2n + \varepsilon)\frac{\lambda}{2} = (m \cdot 2n + m \cdot \varepsilon)\frac{\lambda}{2};$$

$$\xi_m = (m \cdot 2n + 1)\frac{\lambda}{2}.$$

Это значит, что при всяком направлении φ_1, неудовлетворяющем условию (4), разность хода лучей ξ_m равна нечётному числу полуволн, а потому лучи, распространяющиеся по этому направлению, будучи соединены трубой или линзой (рис. 143), дадут взаимно уничтожающиеся колебания. Это же рассуждение применимо к любым соответственным точкам всех щелей; поэтому для всякого направления φ_1, не удовлетворяющего условию (4), неизбежно заключение: все параллельные пучки лучей, идущие под углами, которые не обеспечивают для разности хода равенства чётному числу полуволн, взаимно уничтожаются вследствие интерференции и дают тёмные полосы.

3. Следовательно, общая картина, получаемая от дифракционной решётки при монохроматическом освещении, весьма подобна той, которую даёт интерферометр Фабри и Перо (§ 52): на тёмном поле ряд резких светлых линий. Резкость и яркость этих линий обусловлена тем, что в них сосредоточивается весь свет, падающий на решётку широким пучком лучей;

в этом заключается существенное преимущество решётки по сравнению с одной щелью.

4. Если решётка освещена немонохроматическим, белым светом (§ 42), то на основании формулы (4), устанавливающей зависимость угла отклонения φ от λ, можем утверждать, что вместо одноцветных светлых линий развёрнутся дифракционные спектры, расположенные налево и направо от центральной белой полосы и обращённые к ней своими фиолетовыми концами, так как наименьшей длине волны соответствует наименьшее отклонение, или наименьший угол φ.

Условие (4) при $n=1$:

$$\sin\varphi_1 = \frac{\lambda}{a+b},$$

распространённое на длины волн всех цветностей:

$$\sin\varphi_{1\,\text{кр}} = \frac{\lambda_{\text{кр}}}{a+b} \ldots \sin\varphi_{1\,\text{жёл}} = \frac{\lambda_{\text{жёл}}}{a+b} \ldots \sin\varphi_{1\,\text{фиол}} = \frac{\lambda_{\text{фиол}}}{a+b}$$

даёт спектр I порядка; причём

$$\varphi_{1\,\text{кр}} > \varphi_{1\,\text{ор}} > \ldots > \varphi_{1\,\text{фиол}};$$

условие (4) при $n=2$:

$$\sin\varphi_2 = \frac{2\lambda}{a+b}$$

точно так же распространённое на волны всех цветностей, даёт спектр II порядка и т. д.

Опыт подтверждает это теоретическое рассуждение: решётка, освещённая белым светом, даёт дифракционные спектры; спектры III и высших порядков отчасти налагаются друг на друга (рис. 145). Для полосы каждого цвета в данном спектре будет своё значение отклонения φ, пропорциональное (при небольших отклонениях) длине волны этого цвета; расположение в спектре лучей разной цветности зависит только от длины их волн, поэтому дифракционные спектры суть нормальные спектры.

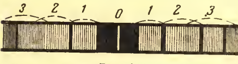


Рис. 145.

Этого нельзя сказать о призматических спектрах; дисперсия в призме зависит не только от λ, но и от её вещества и геометрических особенностей. Вообще в призматическом спектре красная часть спектра сужена, а фиолетовая растянута.

Итак, дифракционная решётка есть спектральный аппарат; она служит для пространственного разделения волн разной длины и для их исследования, что и является задачей спектроскопии.

В частности, из формулы (3) непосредственно вытекает способ измерения длин волн света, один из точнейших и важнейших:

$$(a+b)\sin\varphi = n\lambda;$$

$$\lambda = \frac{a+b}{n}\sin\varphi. \qquad (5)$$

Решётку, период которой $(a+b)$ нам известен, ставим на столик гониометра (рис. 137, 138); заметив на разделённом круге (при помощи нониусов с микроскопами) положение центральной полосы, поворачиваем трубу и приводим на крест нитей в трубе соответствующие линии при $n=1, 2, 3\ldots$ (рис. 141); измеряя углы поворота φ, имеем все данные для вычисления λ. При помощи таких измерений, а также и при помощи рассмотренных методов, основанных на явлении интерференции, и были получены точнейшие определения длин волн «основных» линий спектроскопии, о которых была речь выше (§ 43, 56).

Из формулы (4) следует, что чем больше штрихов на 1 *мм*, или чем меньше $(a+b)$, тем больше отклонение лучей данной λ, тем шире спектр, иначе — тем больше дисперсия.

66. Разрешающая сила или разрешающая способность спектрального аппарата оценивается отношением (§ 55):

$$\zeta = \frac{\lambda}{\Delta\lambda};$$

здесь $\Delta\lambda$ то изменение длины волны, при котором спектральные линии, соответствующие длинам волн λ и $\lambda+\Delta\lambda$, становятся раздельно наблюдаемыми.

Рассмотрим, как оценивается эта величина для дифракционных решёток.

1. Максимум яркости линии с длиной волны λ в спектре n-го порядка определится направлением φ (формула 4):

$$\sin\varphi = \frac{n\lambda}{a+b}; \qquad (4)$$

более определённо скажем: угол φ определяет середину светлой линии, принимая во внимание, что эта линия имеет некоторую ширину.

Соотношение

$$n\lambda = (a+b)\sin\varphi \qquad (a)$$

будет действительно для всякой пары соседних щелей данной решётки с периодом $(a+b)$ (рис. 142).

2. Пусть всего щелей в нашей решётке N; тогда разность хода для участка AQ (рис. 146), в котором находится $\frac{N}{2}$ щелей, согласно соотношению (а), изобразится так:

$$QB = n\frac{N}{2}\lambda = \frac{N}{2}(a+b)\sin\varphi; \qquad (б)$$

направление QL определит середину светлой спектральной линии при этой разности хода.

3. Положим, ближайший минимум (середина тёмного промежутка, рис 145) определится направлением QM, для которого будет соответствовать угол

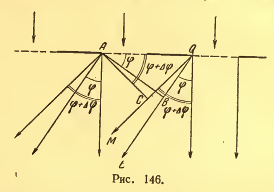


Рис. 146.

$\varphi+\Delta\varphi$; тогда аналогично уравнению (б) имеем:

$$n\frac{N}{2}\lambda+\frac{\lambda}{2}=\frac{N}{2}(a+b)\sin(\varphi+\Delta\varphi).$$

По малости $\Delta\varphi$ можно положить $\sin\Delta\varphi=\Delta\varphi$, $\cos\Delta\varphi=1$; поэтому

$$n\frac{N}{2}\lambda+\frac{\lambda}{2}=(a+b)\frac{N}{2}[\sin\varphi+\cos\varphi\cdot\Delta\varphi];$$

Рис. 147.

$$n\frac{N}{2}\lambda+\frac{\lambda}{2}=n\frac{N}{2}\lambda+(a+b)\frac{N}{2}\cos\varphi\cdot\Delta\varphi;$$

$$\lambda=(a+b)N\cos\varphi\cdot\Delta\varphi;$$

$$\Delta\varphi=\frac{\lambda}{(a+b)N\cos\varphi}. \qquad (в)$$

Этим углом определится расстояние от середины светлой линии λ до середины минимума (рис. 147).

4. Середина соседней светлой линии с длиной волны $\lambda+\Delta\lambda$ определится некоторым углом $\varphi+\delta\varphi$; по соотношению (а) и по формуле (4), находим:

$$\sin(\varphi+\delta\varphi)=\frac{n(\lambda+\Delta\lambda)}{a+b};$$

$$\sin\varphi+\cos\varphi\cdot\delta\varphi=\frac{n(\lambda+\Delta\lambda)}{a+b};$$

$$\cos\varphi\cdot\delta\varphi=\frac{n\cdot\Delta\lambda}{a+b};$$

$$\delta\varphi=\frac{n\cdot\Delta\lambda}{(a+b)\cos\varphi}. \qquad (г)$$

5. Итак, $\delta\varphi$ определяет угловой промежуток между соседними светлыми спектральными линиями λ и $\lambda+\Delta\lambda$ (рис. 147), $\Delta\varphi$ — угловой промежуток между серединой светлой линии и серединой соседнего минимума; следовательно, для разделения линий λ и $\lambda+\Delta\lambda$ необходимо условие:

$$\delta\varphi > \Delta\varphi.$$

Это значит, что для разделения линий требуется, чтобы линия $\lambda+\Delta\lambda$ легла за ближайшим минимумом, в крайнем случае — в самом минимуме:

$$\delta\varphi \geqq \Delta\varphi.$$

На основании равенств (в) и (г) это условие изобразим так:

$$\frac{n\Delta\lambda}{(a+b)\cos\varphi}\geqq\frac{\lambda}{N(a+b)\cos\varphi};$$

$$\frac{\lambda}{\Delta\lambda}\leqq nN; \quad \zeta\leqq nN. \qquad (6)$$

Формула (6) выясняет, что разрешающая способность решётки: 1) не зависит от её периода; 2) пропорциональна общему числу щелей (штрихов) решётки N и порядку спектра n; в спектрах высших порядков линии дальше разведены.

Примеры. 1. Чтобы разделить две близкие линии натрия в спектре I порядка $(n=1)$ D_1 $(\lambda_1=5896,155)$ и D_2 $(\lambda_2=5890,186)$, необходимо иметь решётку, в которой $N>1000$:

$$\frac{\lambda_1}{\Delta\lambda}=nN; \; N\sim 1000;$$

для разделения тех же линий в спектре II порядка достаточно $N=500$:

$$\frac{\lambda_1}{\Delta\lambda}=2N; \; N=500.$$

2. В больших решётках Роуланда число N доходит до 110 000; для средней части видимого спектра ($\lambda=6000$ Å) при наблюдении спектра I порядка такой решёткой можно разделить линии на расстоянии $\Delta\lambda=0{,}05$ Å:

$$\frac{\lambda}{\Delta\lambda}=1\cdot 110000; \; \Delta\lambda=0{,}05 \text{ Å};$$

при наблюдении спектра II порядка:

$$\frac{\lambda}{\Delta\lambda}=2\cdot 110000; \; \Delta\lambda=0{,}03 \text{ Å}.$$

Такая решётка уступает интерферометру Фабри и Перо ($\Delta\lambda = 0{,}005$ Å, § 55), но далеко превосходит лучшие призматические спектрометры ($\Delta\lambda = 1{,}082$ Å).

Роуланд строил решётки не только на стекле, но и на металле, причём наблюдались явления дифракции в отражённых лучах. При помощи такой решётки он впервые (1888) получил фотографию солнечного спектра длиной в 13,247 *м*. Эта решётка обладает огромной дисперсией и огромной разрешающей способностью; длины волн, отличающиеся на 1 Å, располагаются на ней на расстоянии 3,34 *мм*.

Эти спектральные исследования Роуланда и дальнейшее изучение спектра Солнца, в которое была внесена высокая точность французскими физиками Фабри и Перо, дали возможность углубить наши знания о строении Солнца и о процессах, на нём происходящих.

Удалось установить, что значительное число линий в спектре Солнца совпадает с линиями земных элементов; так, 2000 линий совпадают с линиями в спектре железа, 75 — в спектре кальция, 200 — в спектре углерода, много в спектре водорода и т. д. Также фраунгоферовы линии совпадают: C ($\lambda = 6563$) — с линией в спектре H, A ($\lambda = 7594$) — в спектре O, D_1 ($\lambda = 5896$) и D_2 ($\lambda = 5890$) — в спектре Na и т. д.

В заключение этого обзора явлений дифракции заметим, что при наблюдении в трубу удалённых астрономических объектов (неподвижные звёзды) и при рассматривании крайне малых предметов в микроскоп дифракционные явления искажают изображения и изучение его становится невозможным. Так, неподвижные звёзды представляются нам не точками, а кружками с сиянием. Предел видимости для прямого микроскопического зрения надо положить $10^{-4} - 10^{-5}$ *см*; этот предел полагается природой света, именно длинами волн его.

Г. ДИФРАКЦИЯ В ОПТИЧЕСКИХ ПРИБОРАХ

67. Геометрическая оптика (§ 2—30) вводит представление о лучах — геометрическом пучке прямых, как бы заполняющих пространство около светящихся точек (действительных или мнимых). Нам теперь известно, что лучи эти не имеют реального существования, что источник света есть генератор некоторого волнового процесса, который с запаздыванием распространяется в поле источника. Поэтому реальным является представление о волнах света; с этой точки зрения лучи геометрической оптики суть лишь нормали к поверхностям волн, указатели направлений, по которым распространяются волны (§ 60).

Геометрическая оптика рассматривает изображения, получаемые от зеркал и линз, как результат пересечения отражённых и преломлённых лучей, в частном случае — при мнимых изображениях — даже не самих лучей, а их продолжений. Так, при обычном построении изображений в микроскопе (рис. 47) находим действительное изображение A_1B_1, даваемое объективом, и мнимое

A_2B_2, которое видим при помощи окуляра. При построении этих изображений мы представляем себе свет распространяющимся прямолинейно; это значит, что мы имеем дело с интерференционным процессом (§ 61); изображение предмета является в результате некоторой интерференции волн, обусловливающей максимум света в том месте, где располагается изображение. Получив при помощи линзы LL_1 (рис. 148) изображение A_1B_1, предмета AB, мы говорим, что расходящийся пучок лучей LAL_1 сводится линзой в A_1, где получается изображение точки A. Но так как LL_1 в сущности есть отверстие, выделяющее часть сферической волны, центр которой находится в A (или в иной точке — O, B...), то в A_1 при известных условиях мы можем ожидать появления дифракционных явлений, т. е. появится, кроме централь-

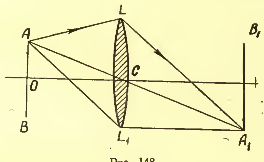


Рис. 148.

ного максимума A_1, ряд тёмных и светлых полос (или колец), согласно общим законам распределения максимумов и минимумов интенсивности света при дифракции. Эти тёмные и светлые полосы в изображениях соседних точек могут налагаться друг на друга (рис. 148). Тогда не получится ясного изображения точек, а стало быть и предмета.

Однако при помощи оптических инструментов, как известно, мы добиваемся получения хороших и ясных изображений. Это происходит потому, что во множестве случаев при наблюдении предметов при помощи оптических инструментов нет тех условий, при которых становятся заметны дифракционные явления (§ 63). Но при наблюдении удалённых астрономических объектов (неподвижные звёзды) и при рассматривании крайне малых предметов в микроскоп проявляется влияние дифракции, изображение искажается и изучение его становится невозможным. Так, неподвижные звёзды мы видим не точками, а кружками с сиянием (рис. 149 — звёзды в созвездии Ориона).

68. Является вопрос: каковы же те границы, которые ставит дифракция нашим наблюдениям при помощи оптических инструментов? Иначе: где лежит предел видимости для вооружённого зрения и от чего он зависит? Дифракционная теория оптических инструментов, разработанная физиками Аббе и Релеем, рассматривает вопрос о разрешающей способности оптических инструментов, т. е. о пределе видимости, при котором две точки предмета мы различаем как две точки изображения.

1. Пусть при помощи оптического инструмента наблюдаем и видим отдельно изображения двух точек — A и O, разделённых очень малым расстоянием $AO = \Delta l$; объектив инструмента LL_1 (рис. 150). Если O_1 есть изображение точки O, то это значит, что O_1 служит центром дифракционной картины и, может быть, дифракционная картина изображения близкой точки A наложится на изображение точки O.

Для того, чтобы в O_1 было изображение точки O, т. е. был бы максимум яркости света, необходимо, чтобы распространяющиеся волны из O пришли в O_1 с одинаковыми фазами; наоборот, чтобы волны, распространяю-

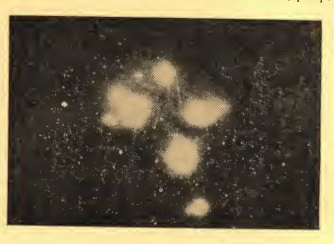


Рис. 149.

щиеся из A, не давали максимума яркости в O_1, необходимо, чтобы они пришли в O_1 с противоположными фазами. Одно из условий этого можно выразить так:

$$AL_1 - AL = \lambda_1, \qquad (a)$$

где λ_1 — длина волны в среде, окружающей объектив (например, в воде) В самом деле, при условии (a) любому расстоянию в одной половине пучка LAC найдётся в другой половине L_1AC расстояние на $\frac{\lambda_1}{2}$ большее; при такой разности хода лучи, распространяющиеся по этим направлениям, принесут в O_1 взаимно уничтожающиеся колебания. Если среда, окружающая объектив, имеет показатель преломления n, то, обозначая длину волны в воздухе через λ, имеем:

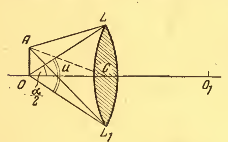


Рис. 150.

$$n = \frac{v}{v_1} = \frac{\lambda}{\lambda_1}; \ \lambda_1 = \frac{\lambda}{n}; \qquad (б)$$

$$AL_1 - AL = \frac{\lambda}{n}.$$

2. Угол $LOL_1 = \alpha$, как известно, равен двойной апертуре прибора (§ 27), α — отверстие для лучей.

Помня, что точки A и O очень близки, т. е. что $AO = \Delta l$ очень мало, можно написать·

$$OL - AL = \Delta l \sin\frac{\alpha}{2}; \ AL_1 - OL_1 = \Delta l \sin\frac{\alpha}{2}.$$

Сложим эти равенства:

$$AL_1 - AL = 2\Delta l \cdot \sin\frac{\alpha}{2}.$$

Сравнив с (б), находим:

$$\frac{\lambda}{n} = 2\Delta l \cdot \sin\frac{\alpha}{2}; \quad \Delta l = \frac{\lambda}{2n\sin\frac{\alpha}{2}}. \tag{7}$$

Согласно нашему основному условию, это Δl есть наименьшее расстояние, при котором мы через объектив LL_1 можем раздельно наблюдать точки O и A; следовательно, формула (7) даёт меру разрешающей способности нашего оптического инструмента как функции λ, $n, \frac{\alpha}{2}$.

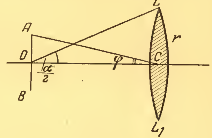


Рис. 151.

Применим эту общую теорию к астрономической трубе (рефрактору) и к микроскопу.

69. 1. При астрономических наблюдениях угол зрения φ (рис. 151) очень мал; поэтому:

$$\varphi = \frac{AO}{OC} = \frac{\Delta l}{OC};$$

обозначив половину диаметра объектива LC через r, находим:

$$OC = \frac{r}{\operatorname{tg}\frac{\alpha}{2}};$$

угол α очень мал; поэтому

$$OC = \frac{r}{\sin\frac{\alpha}{2}}; \quad \varphi = \frac{\Delta l \cdot \sin\frac{\alpha}{2}}{r}.$$

Положив для воздуха $n = 1$, подставим сюда Δl из формулы (7):

$$\varphi = \frac{\lambda}{2r}. \tag{8}$$

Это и есть предел разрешающей способности рефрактора; разрешающая способность астрономической трубы пропорциональна диаметру объектива: чем больше $2r$, тем меньше угол φ, под которым мы различаем точки A и O в наблюдаемом предмете $AO = \Delta l$. Так, например, для большого рефрактора обсерватории в Чикаго $2r = 102$ *см*; поэтому $\varphi = 0{,}1''$; это значит, что при его помощи могут быть различаемы столь близкие двойные звёзды.

Условие (8) ставит перед оптической техникой вполне определённую задачу: увеличивать диаметр объективов астрономических инструментов. Но при настоящем состоянии техники стекла существует предел этого увеличе-

ния, обусловливаемый, во-первых, чрезвычайной трудностью отливки огромной и однородной массы стекла и, во-вторых, недостаточной прозрачностью толстого слоя стекла.

70. II. Разрешающая способность микроскопа (§ 27), выражаемая по формуле (7):

$$\Delta l = \frac{\lambda}{2n \sin\frac{\alpha}{2}},$$

зависит: 1) от длины волны λ: она возрастает при уменьшении λ; 2) от показателя преломления n; поэтому при сильных увеличениях объектив микроскопа погружают в жидкость с большим показателем преломления (вода — $n = 1{,}35$; кедровое масло $n = 1{,}52$, монобромонафталин $n = 1{,}66$); 3) наконец, от апертуры $\frac{\alpha}{2}$; при большой апертуре больше и разрешающая способность (т. е. меньше Δl); это условие удовлетворяется возможным приближением наблюдаемого предмета (т. е. предметного стекла) к объективу (больше угол LOL_1, рис. 150); при короткофокусных объективах можно положить $\sin\frac{\alpha}{2} = 1$. Величину $A = n \sin\frac{\alpha}{2}$ Аббе предложил называть числовой апертурой.

Полагая для средней части спектра $\lambda = 0{,}5$ микрона, применяя иммерсию, т. е. погружение объектива в сильно преломляющую жидкость (например, $n = 1{,}66$) и считая при большой апертуре $\sin\frac{\alpha}{2} = 1$, находим предел разрешающей способности современных микроскопов:

$$\Delta l \geqq 0{,}15 \text{ микрона.}$$

Заметим, что этот предел полагается самой природой света (длиной волны λ) и не зависит от технических усовершенствований, между тем как предел для телескопа зависит от успехов техники при обработке стекла. При исследовании дальнейших усовершенствований микроскопа мы встречаемся с дифракцией, искажающей полученное изображение, так что все преимущества дальнейших увеличений будут парализованы явлениями дифракции.

Итак, предел микроскопического зрения нужно считать приближённо равным 10^{-4} *мм* $= 10^{-5}$ *см*. Зная, что диаметр молекул имеет порядок 10^{-8} *см* (I, § 178), видим, что молекулы лежат далеко за пределами возможных наблюдений при помощи наиболее сильно вооружённого зрения.

Однако замечать в поле зрения микроскопа можем и тела меньших размеров, чем 10^{-5} *см*. Принцип этих, ультрамикроскопических наблюдений объясняется известным явлением: когда мы сбоку смотрим на проникший в тёмную комнату солнечный луч, то мы видим мельчайшие частички пыли, взвешенные в воздухе. На самом деле мы видим не самые эти частички, а замечаем в тёмном поле те диффракционные явления, которые образуются в том месте, где происходит дифузное отражение света от взвешенной частицы. На этом основании был устроен микроскоп с тёмным полем зрения и с сильным боковым освещением; этот прибор назван ультрамикроскопом. Применение его было описано в опытах Милликена (II, § 175). При помощи ультрамикроскопа можно обнаружить в тёмном поле частицы, линейные размеры которых не выше 0,06 микрона $= 6 \cdot 10^{-6}$ *см*.

IV. РЕНТГЕНОВСКИЕ ЛУЧИ

А. ОСНОВНЫЕ ФАКТЫ

1. Открытие рентгеновских лучей и их свойства

71. В конце 1895 г. профессор физики в Вюрцбурге Вильгельм Рентген работал над изучением невидимых лучей, для чего он пользовался круксовой трубкой (как на рис. 152) с высокой степенью разрежения (II, § 166); поместив эту трубку в закрытый ящик из чёрного картона и приложив к аноду и катоду высокую разность потенциалов (от трансформатора Румкорфа), он заметил, что при действии трубки светится флуоресцирующий экран, находящийся на расстоянии 3 *м* от трубки. Предположив, что причиной этого явления могут быть особые лучи, он проследил при помощи экрана их ход и нашёл, что источником этих лучей, которые он назвал X-лучи, является, как он сначала предположил, то место трубки, на которое падают катодные лучи, где мы видим флуоресценцию стеклянной стенки трубки. Ставя на пути этих лучей непрозрачные тела—ящик с разновесками, руку и т. п.,—Рентген[1] установил, что X-лучи, которые теперь называются ретгеновскими лучами, проходят через те тела, которые непрозрачны для обычных световых лучей; степень прозрачности тел для рентгеновских лучей примерно обратна их плотности; поэтому на флуоресцирующем экране наблюдаем тени разной интенсивности, например тени костей более чёрны, чем тени мышц или клетчатки (рис. 153).

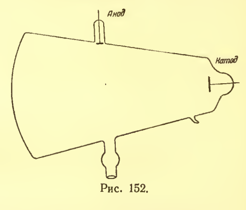


Рис. 152.

В первые же месяцы после открытия сам Рентген и другие физики установили основные свойства этих лучей:

1. Проницающая способность; дерево, кожа, стекло, ткани и т. п. представляются прозрачными для рентгеновских лучей; железо, золото, барий и т. п. почти непрозрачны, дают резкие тени.

---

[1] Вильгельм Конрад Рентген (1845—1923) родился в Ленепе (на севере Германии); деятельность его последовательно протекала в Гиссене, Страсбурге, Вюрцбурге, с 1900 г. до смерти — в Мюнхене. Его великое открытие доставило ему всемирную славу и Нобелевскую премию.

Но и они могут стать прозрачными для «жёстких» рентгеновских лучей, возникающих при очень высоких разностях потенциалов на аноде и катоде (до 200 000 *в*). Лучи, возникающие при относительно малых разностях потенциалов (20 000—40 000 *в*), называются «мягкими».

Приближённо можно считать, что поглощение рентгеновских лучей элементом пропорционально четвёртой степени его атомного номера в таблице Менделеева; так для железа и алюминия имеем $\left(\frac{26}{13}\right)^4=16$; алюминий в 16 раз прозрачнее железа.

Поглощение рентгеновских лучей в разных средах оценивается толщиной слоя, вдвое уменьшающего интенсивность падающих лучей; например, для очень жёстких лучей толщина этого слоя имеет значение для свинца 0,016 *см*, для алюминия—1,6 *см*, для воды— 4,3 *см* и т. д. Слой свинца 0,4 *см* служит непроходимой преградой даже для очень жёстких рентгеновских лучей.



Рис. 153.

2. Сильнейшее ионизующее свойство (II, § 163).

3. Действие на фотопластинку.

4. Возбуждение люминесценции. Это свойство послужило к открытию рентгеновских лучей.

Несмотря на огромное число работ (1895—1912), долго не удавалось выяснить природу рентгеновских лучей; только в 1912 г., т. е. через 17 лет после открытия этих лучей, обнаружены были интерференция и дифракция их и тем была установлена волновая природа рентгеновских лучей.

Обзор этих исследований будет дан дальше; результат их можно выразить так: рентгеновские лучи суть очень короткие электромагнитные волны; как увидим, они дают спектр, в котором длины волн заключаются между $4900\cdot10^{-9}$ *см* и $1\cdot10^{-9}$ *см* (490Å—0,1Å); принимая во внимание, что наиболее короткие волны, действующие на наш глаз как фиолетовый свет, имеют длину $4\cdot10^{-5}$ *см*, заключаем, что самые длинные волны рентгеновских лучей в 10 000 раз меньше, чем наиболее короткие волны, воспринимаемые нами как свет.

С этой точки зрения прежде всего становится понятной необычайная проницаемость рентгеновских лучей; для них твёрдое тело, как говорил Рентген, то же, что комната, наполненная табачным дымом, для лучей света.

2. Рентгеновская аппаратура и процесс в рентгеновской трубке

72. Ещё Крукс обнаружил, что катодный пучок лучей можно фокусировать, делая его сходящимся при помощи вогнутого зеркала (II, § 166). Поэтому первые же исследователи рентгеновских лучей, как только было установлено, что для возникновения этих лучей важна не флуоресценция стекла, а именно, катодные лучи, ввели катод в виде вогнутого зеркала (из алюминия); против него под углом 45° к оси конуса катодных лучей был поставлен антикатод (рис. 154) — массивная пластинка из тяжёлого металла, обычно из платины или вольфрама; антикатод соединён с анодом. Положение антикатода в этой рентгеновской трубке подбирается так, чтобы на нём как раз приходился фокус катодных лучей; из этого фокуса расходящимся пучком извергаются рентгеновские лучи. Очень важно, чтобы источник лучей был малых размеров, только при этом условии изображения получаются резкие и неразмытые. Что же касается флуоресценции стекла, которая замечается в некоторых рентгеновских трубках, то она не имеет значения для получения рентгеновских лучей; возникновение флуоресценции зависит от испускаемых из антикатода вторичных катодных лучей, т. е. электронов, если такое явление происходит (при сравнительно небольших потенциалах).

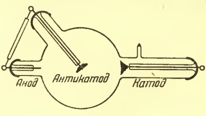


Рис. 154.

Итак, описанный процесс в рентгеновской трубке может быть резюмирован так: поток электронов, падая сосредоточенным пучком на антикатод, вызывает из антикатода поток электромагнитного излучения очень малой длины волны; это и есть рентгеновские лучи (рис. 155).

Рентгеновские трубки указанного устройства называются газовыми, так как содержат небольшое количество газа (давление в пределах от 0,01 до 0,001 *мм* Hg). Присутствие газа и его давление в трубке играет весьма важную роль при определении качества рентгеновских лучей. При крайне низком давлении разность потенциалов между катодом и анодом должна быть очень велика (100—200 *кв*), скорость электронов тоже велика (II, § 183); такой поток электронов обусловливает появление рентгеновских лучей очень малой длины волны и особенно сильно проницающих; такие лучи называются жёсткими, по аналогии с жёстким прутом, который может быть хорошим зондом при проникновении в тело. Если же количество газа в трубке увеличивается, то потенциал, обусловли-

вающий поток электронов, может быть ниже (20—100 *кв*), скорость электронов меньше, и возникают рентгеновские лучи большей длины волны — мягкие, менее проницающие. Можно представить, что при сравнительно большом давлении в трубке имеется некоторое, небольшое число ионов, которые даже при невысоком потенциале получают значительные скорости и бомбардируют катод, усиливая тем поток электронов.

На практике, например в медицине, измеряют жёсткость рентгеновских лучей особыми приборами, называемыми пенетрометрами.

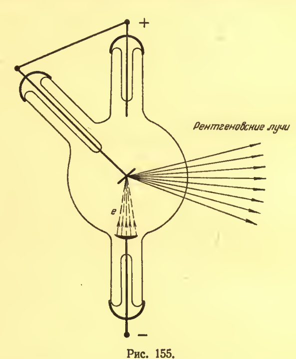


Рис. 155.

Для данной трубки жёсткость есть переменная характеристика; замечено, что все трубки по мере работы становятся более жёсткими. Явление это сложное и причины его не вполне ясны; одна из важнейших причин увеличения жёсткости — это замеченное ещё Круксом распыление электродов при разрядах; продукты распыления покрывают стенки трубки и сильно поглощают находящийся в ней газ. Крукс распределил металлы по степени распыляемости; наиболее распыляемы палладий, золото, затем платина; наименее— алюминий. Существуют способы искусственного мягчения трубок путём впуска в них небольших порций воздуха; приспособления для

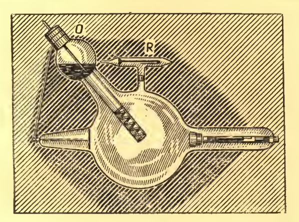


Рис. 156.

этого обычно имеются при больших трубках, они называются регенераторами.

Однако материал для антикатода выбирается по указанию опыта независимо от соображений об его распыляемости. Опыт говорит, что антикатод должен иметь высокий атомный вес, высокую точку плавления и большую теплопроводность. Последние два качества гарантируют возможность фокусирования катодных лучей; как известно, оно необходимо, но вызывает сильное нагревание антикатода, так что при больших трубках, работающих при высоких потенциалах, необходимо охлаждать антикатод водой (рис. 156—рентгеновская трубка с водяным охладителем антикатода).

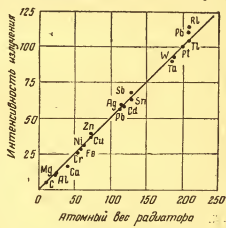


Рис. 157.

Высокий атомный вес антикатода необходим для интенсивного излучения. Опытные исследования устанавливают почти точную пропорциональность между интенсивностью испускания рентгеновских лучей и атомным весом антикатода (рис. 157). Эта закономерность имеет место для так называемого «белого» излучения, дающего сплошной спектр.

73. Первоначальное представление, поясняющее возникновение этих «белых» лучей, т. е. лучей с разными λ сводится к тому, что электроны из катода, двигающиеся с огромными скоростями (II, § 183), испытывают в веществе антикатода торможение от столкновений с атомами; изменение их скорости, эквивалентное изменению силы тока $\left(J=\frac{-e}{t};\ \text{II, § 174,}\right)$, вызывает быстрое изменение и даже исчезновение магнитного поля, что обусловливает по теории Максвелла появление электрического поля (II, § 135, 140). Таким образом, возникает электромагнитный импульс, распространяющийся в виде электромагнитной волны.

Кроме «белых» рентгеновских лучей, каждое тело, например антикатод, способно ещё испускать характерные для него рентгеновские лучи, называемые характеристическими. Эти лучи возникают тоже под действием потока электронов при определённых условиях и усиливают общее рентгеновское излучение; изучение характеристических лучей в высшей степени важно для понимания природы рентгеновских лучей; к этому вопросу нам придётся ещё вернуться.

74. Описанные «классические» рентгеновские трубки уже не имеют значения в технике и более не употребляются; их заменили

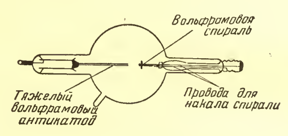


Рис. 158.

рентгеновские трубки с накаливаемым катодом. Впервые такую трубку построил в 1913 г. американский физик Кулидж, и она являлась образцом для многих иных аппаратов.

Сосуд и все части трубки (электроды и т. д.) освобождаются до возможной степени от следов газа, чтобы можно было иметь в ней чистый электронный ток без примеси ионного. Антикатод из вольфрама (рис. 158) служит и анодом; катод — маленькая плоская спираль из вольфрама, которую можно накаливать специальной батареей накала или через понижающий трансформатор, регулируя накал при помощи реостата. Катод находится в цилиндре из молибдена, который фокусирует поток электронов на антикатоде; флуоресценции стекла не наблюдается. Следовательно, основное измене-

ние, которое ввёл Кулидж, состоит в том, что в трубке при генерации рентгеновских лучей используется процесс термоэлектронной эмиссии (II, § 193). Один из видов современной электронной рентгеновской трубки дан на рисунке 159.

Отдача, или коэффициент полезного действия, рентгеновской трубки определится отношением энергии рентгеновских лучей к энергии катодных лучей, т. е. потока электронов. Этот вопрос был предметом многих исследований; вообще отдача рентгеновских трубок весьма мала. Огромная часть энергии электронов поглощается

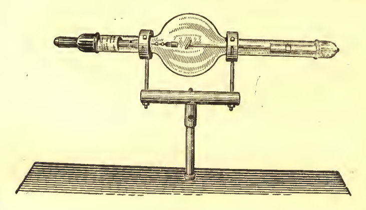


Рис. 159.

в антикатоде, идёт на его нагревание и на те внутриатомные процессы, которые имеют одним из своих следствий рентгеновское излучение. Вообще отдача растёт при увеличении мощности; так, при потенциале 43 *кв* она равна 0,46%, при 150 *кв* — 1,64%; как видим коэффициент полезного действия трубок не достигает 2%.

Мощность, потребляемая трубками Рентгена, вообще невелика; ток в них обычно не превышает нескольких миллиампер при разности потенциалов примерно 50 000 *в*; так, если $J=5\cdot10^{-3}$ *а* и $V=50\cdot10^3$ *в*, то $N=5\cdot10^{-3}\cdot50\cdot10^3=0{,}25$ *квт*; трубка большей мощности: $J=30\cdot10^{-3}$ *а*, $V=150\cdot10^3$ *в*; $N=4{,}5$ *квт*. Однако в электронных трубках ток доходит до $200\cdot10^{-3}$ *а*, $V=100$ *кв*, мощность $N=20$ *квт*, и возможно дальнейшее увеличение мощности.

Источником таких высоких потенциалов прежде служили трансформаторы Румкорфа (II, § 113) с длиной искры от 10 до 50 *см* (II, рис. 317), теперь — технические трансформаторы с замкнутым полем. В том и другом случае в цепь необходимо включить выпрямитель, так как надо иметь отрицательный полюс источника для присоединения его к катоду трубки. Если при

индукторе Румкорфа имеется хорошо действующий прерыватель, дающий тысячи перерывов в секунду (Венельта или турбинный), то получатся достаточно ясно выраженные полюсы.

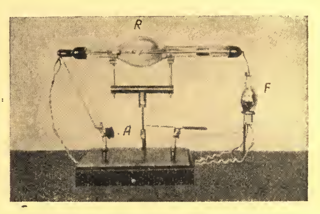


Рис. 160.

Общее расположение рентгеновской установки видно на рисунке 160; трубка R соединена с полюсами трансформатора A через выпрямитель F. Техническая установка — на рисунке 161; в цепь вторичной обмотки трансформатора (высокое напряжение, напри-

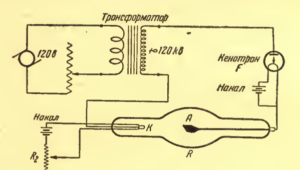


Рис. 161.

мер 120 *кв*) включён в качестве выпрямителя кенотрон F (II, § 195), который обеспечивает питание рентгеновской трубки R выпрямленным напряжением. К антикатоду A присоединяется положительный полюс выпрямителя, к катоду K—отрицательный.

Б. ПРИРОДА РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧЕЙ

1. Спектроскопия рентгеновских лучей

75. После открытия рентгеновских лучей (1895) прошло 17 лет в поисках ответа на вопрос: какова природа этих лучей? При всём их сходстве с остальными видами излучения не были обнаружены при рентгеновском излучении важнейшие явления, связанные с распространением волн: отражение, преломление, интерференция, дифракция. Настойчивые попытки открыть эти явления в рентгеновских лучах не приводили к определённым результатам.

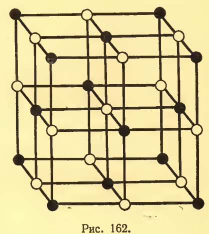


Рис. 162.

В 1912 г. Л а у э (Мюнхен) предложил гипотезу, что рентгеновские лучи есть поток электромагнитного излучения весьма малой длины волны, λ примерно 10^{-8} *см*, около 1Å, т. е. приблизительно в десять тысяч раз меньше длины волн видимого света; в этом случае подходящей дифракционной решёткой для рентгеновских волн должна быть к р и с т а л л и ч е с к а я р е ш ё т к а, которая лежит в основе строения всякого твёрдого тела (I, § 214). Французский кристаллограф Б р а в е (1849) ввёл идею о правильном расположении частиц в кристалле в виде размещённых в узлах пространственной решётки атомов или молекул, которые удерживаются на определённых расстояниях друг от друга (рис. 162) молекулярным притяжением и отталкиванием; в среднем расстояние частиц и плоскостей в кристаллической решётке можно считать порядка 10^{-8} *см*, т. е. того же порядка, как и длина волн рентгеновского излучения по гипотезе Л а у э. Следовательно, если рентгеновские лучи проходят через кристалл, то должно возникнуть дифракционное действие кристаллической решётки; при достаточной дисперсии такой решётки (§ 66) на экране или на фотографической пластинке, куда упадут эти, прошедшие через кристалл лучи, надо ожидать появления дифракционной картины с определённым распределением максимумов интенсивности действия волн.

Л а у э дал математическую теорию явления, позволяющую вычислить распределение этих максимумов. По его указанию сотрудники его в 1912 г. произвели соответствующий опыт с кристаллом цинковой обманки (ZnS), этот опыт блестяще подтвердил теорию Л а у э.

Схема опыта такова. Свинцовые экраны и диафрагмы P, P_1, P_2 (рис. 163) выделяли узкий пучок рентгеновских лучей OK, который, пройдя через кристалл K, падал на фотографическую пластинку L. После довольно продолжительной экспозиции на фотографической

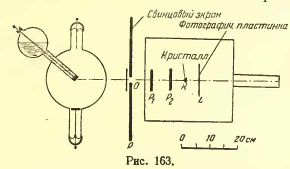


Рис. 163.

пластинке получалась интерференционная картина, которую предвидела теория Л а у э (рис. 164); в центре — интенсивный след неотклонённого луча, кругом — следы распределения максимумов интенсивности дифрагированных лучей в виде пятен.

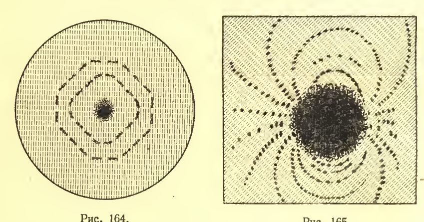


Рис. 164. Рис. 165.

Изучение полученных рентгенограмм показывает:

1. При приближении или удалении фотографической пластинки относительное расположение пятен оставалось прежним, но изменялись их расстояния до центрального пятна.

2. При вращении кристалла, т. е. при изменении угла падения луча OK (рис. 163), пятна смещались; медленно вращая кристалл, можно добиться симметричного расположения пятен относительно центрального пятна. Это симметричное расположение для каждого

кристалла своё и, очевидно, характеризует внутреннее строение кристалла (рис. 165 — сернокислый никель, рис. 166 — берилл).

Приходим к весьма важному заключению: и з у ч е н и е п о л у ч е н н ы х р е н т г е н о г р а м м д а ё т м е т о д и с с л е д о в а н и я в н у т р е н н е г о с т р о е н и я к р и с т а л л а.

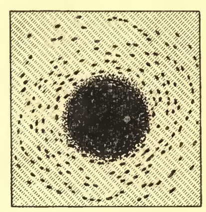


Рис. 166.

76. Как только были объявлены результаты описанных мюнхенских опытов, английские кристаллографы У. Х. и У. Л. Б р э г г и (отец и сын) предложили свою теорию интерференции рентгеновских лучей (1913); одновременно с Б р э г г а м и и независимо от них такие же взгляды на это явление высказал профессор Московского университета Ю. В. В у л ь ф.

Теория, развитая Б р э г г а м и и В у л ь ф о м, настолько универсальна и в то же время проста, что в настоящее время она общепринята и лежит в основании тех замечательных приёмов исследования строения и внутренних свойств вещества, которые теперь играют столь важную роль в металлургии и вообще в технике. Выясним основные черты этой теории.

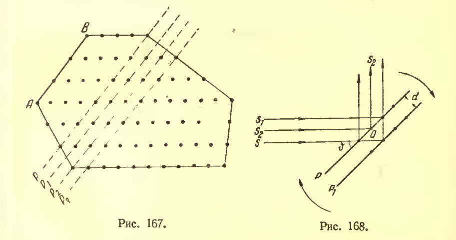


Рис. 167. Рис. 168.

Представим себе кристалл внешне ограниченный некоторой гранью *AB* (рис. 167); внутри пространственной решётки можно вообразить множество плоскостей p, p_1, p_2 ..., параллельных

грани AB; все эти плоскости будут относительно густо (с макроскопической точки зрения) усеяны правильно расположенными частицами (атомами), входящими в определённом порядке в строение пространственной кристаллической решётки. Если на грань AB падают под углом плоские волны (т. е. параллельный пучок лучей SS_1, рис. 168), то обычное построение Гюйгенса (§ 60, рис. 128) даёт отражённые волны, как огибающие тех элементарных волн, которые образуются по принципу Гюйгенса около всякой точки грани AB; однако в данном случае это уже не математические точки, а реально существующие частицы, входящие в состав кристаллической решётки. Но так как длина рентгеновских волн, по гипотезе Лауэ, столь мала, что кристал-

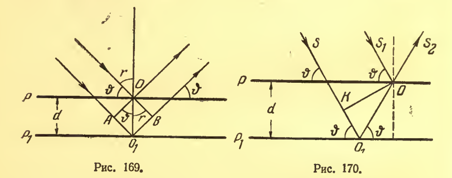


Рис. 169. Рис. 170.

лическая решётка для этих волн состоит из удалённых друг от друга частиц, то эти волны проникают внутрь решётки, и описанное явление отражения происходит внутри кристалла, на всех тех параллельных плоскостях p, p_1, p_2 ..., до которых проникает излучение (рис. 167). Таким образом, здесь термин «отражение» употребляется в условном смысле: это не отражение от поверхностной грани кристалла (как происходит с видимыми лучами), а отражение от внутренних граней, от миллионов параллельных плоскостей решётки, сквозь которые проходят рентгеновские лучи.

Если принять такое представление, то теория явления замечательно упрощается: мы имеем здесь хорошо известное явление интерференции в тонких пластинках (§ 46, 47). Волны, отражённые от последовательных плоскостей p и p_1 (рис. 168), находящихся на расстоянии d друг от друга (рис. 169), получают разность хода:

$$\xi = AO_1 + O_1B = 2d \sin\vartheta;$$

где ϑ — угол луча с гранью кристалла.

Рассмотрим более подробно ход двух каких-либо интерферирующих лучей SO_1OS_2 и S_1OS_2, отражающихся от плоскостей p и p_1 (рис. 170).

Разность хода этих лучей:

$$\xi = KO_1 + O_1O$$

может быть представлена так (§ 47):

1. $OO_1 = \frac{d}{\sin\vartheta}$;

2. $KO_1 = OO_1\cos(180^\circ - 2\vartheta) = -OO_1\cos 2\vartheta = -\frac{d}{\sin\vartheta}[1 - 2\sin^2\vartheta] = -\frac{d}{\sin\vartheta} + 2d\sin\vartheta$;

3. $\xi = -\frac{d}{\sin\vartheta} + 2d\sin\vartheta + \frac{d}{\sin\vartheta} = 2d\sin\vartheta$.

Максимумы интенсивности определятся условием:

$$\xi = 2n\frac{\lambda}{2} = n\lambda; \quad n\lambda = 2d\cdot\sin\vartheta.$$

Это есть основная формула Вульфа и Брэгга:

$$n\lambda = 2d\sin\vartheta. \tag{1}$$

Для всякого монохроматического излучения, определяемого длиной волны λ, имеем максимумы интенсивности при условиях:

$$\xi = 2\frac{\lambda}{2}, \quad 4\frac{\lambda}{2}, \quad 6\frac{\lambda}{2}\ \dots,$$

вообще при $\xi = n\lambda$; $n = 1, 2, 3 \dots$

Конечно, и здесь термин «монохроматическое» излучение имеет условный смысл по аналогии с видимым излучением определённой длины волны.

77. Следовательно, направления, определяемые углами ϑ, по которым только и наблюдаем отражения, находим из условий:

$$\lambda = 2d\sin\vartheta_1; \quad 2\lambda = 2d\sin\vartheta_2; \quad 3\lambda = 2d\sin\vartheta_3\ \dots,$$

вообще

$$n\lambda = 2d\sin\vartheta;$$

для всех остальных направлений волны уничтожают друг друга (стр. 132). Таким образом, следы на фотографической пластинке дадут те лучи, направления которых будут определяться такими углами ϑ, которые при данном λ удовлетворяют условиям максимума интенсивности:

$$\sin\vartheta_1 = \frac{\lambda}{2d}; \quad \sin\vartheta_2 = \frac{2\lambda}{2d}; \quad \sin\vartheta_3 = \frac{3\lambda}{2d}\ \dots \tag{2}$$

Вращая кристалл, т. е. изменяя угол ϑ (рис. 170), можно последовательно давать ему значения ϑ_1, ϑ_2, ϑ_3 ..., при которых получим интерференционные максимумы первого, второго, третьего и т. д. порядка. С другой стороны, если рентгеновское излучение

подобно белому свету, т. е. представляет собой смесь волн различной длины, то, определяя углы ϑ, при которых получаются максимумы интенсивности в интерференционной картине, мы можем по уравнению (1) находить длины волн λ, которые обусловливают наблюдаемые максимумы. При постепенном вращении кристалла находим все длины волн исследуемого излучения, т. е. производим спектральный анализ рентгеновских лучей.

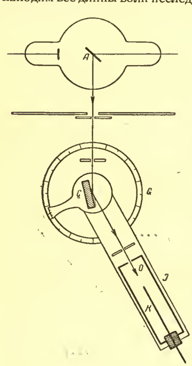


Рис. 171.

Для осуществления этих исследований невидимой части спектра в области рентгеновских лучей Брэгг вместо фотографической пластинки ввёл ионизационную камеру.

В гониометре для видимых лучей (рис. 138, 141, § 64, 65) наблюдаем спектральные линии в трубу II, отклоняя её на угол φ удовлетворяющий условию 4, § 65. Брэгг в гониометре для рентгеновских лучей (рис. 171) вместо II трубы ввёл ионизационную камеру; это металлический цилиндр J с газом (воздух, SO_2); в нём окошко O, закрытое бакелитом, целлофаном и т. п. (рис. 172); хорошо изолированный (янтарь) от стенок цилиндра стержень K вводится в цепь генератора $\mathcal{E}$, дающего постоянное напряжение; другим электродом служат стенки цилиндра J; таким образом, получился конденсатор JK.

Когда в цилиндр через отверстие O попадает рентгеновский луч, отражённый от кристалла C (рис. 171), внутри цилиндра возникает ионизация газа, ионный ток замыкает цепь $\mathcal{E}JKGE$ в JK, что отмечается гальванометром G. Схема включения ионизационной камеры показана на рисунке 173, один электрод генератора $\mathcal{E}$ и гальванометр G отведены к земле.

Для исследования спектра рентгеновских лучей кристалл C (рис. 174) помещается на столик G особого гониометра. При вращении столика и кристалла C (рис. 171, 174) отражённые от его граней при некоторых углах ϑ_1, ϑ_2, ϑ_3 интерферирующие рентгеновские лучи попадают в ионизационную камеру J, что отмечается гальванометром; углы ϑ, при которых это происходит, отсчитываются на разделён-

ном круге гониометра. Эти углы удовлетворяют условиям (2), определяющим максимумы интенсивности. Кроме того, отмечая значения

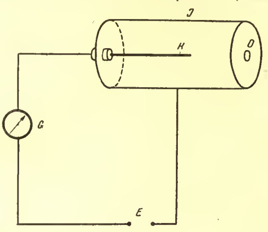


Рис. 172.

отклонений гальванометра, судим о силе ионного тока в камере, которая определяет сравнительную интенсивность отражённых при разных ϑ рентгеновских лучей.

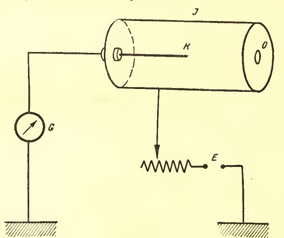


Рис. 173.

Конечно, вместо ионизационной камеры можно принять отражённые лучи на фотопластинку (рис. 175), как это было в опытах Л а у э (рис. 174, B).

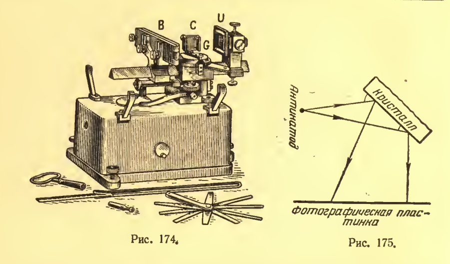


Рис. 174. Рис. 175.

78. Если на кристалл падают лучи со всевозможными значениями λ, т. е. «белый» рентгеновский луч, то при любом угле ϑ комбинация значений λ и *d* может дать заметное отражение, поэтому всякая рентгеновская трубка даёт прежде всего неинтенсивный «сплошной» рентгеновский спектр. На этом спектре, как на фоне,

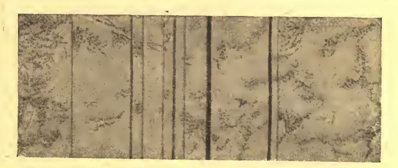


Рис. 176.

располагаются резкие максимумы, соответствующие определённым λ (рис. 176); это «линейчатый» рентгеновский спектр. Ещё в 1908 г. было установлено, что антикатод (платина, вольфрам и т. д.) под действием катодных лучей испускает, кроме общего «белого» рентгеновского потока, ещё характерное для вещества антикатода излучение. Эти рентгеновские лучи названы были характеристическими, так как исследование показало, что они зависят только от атомных свойств антикатода и каждый из них является

в высшей степени монохроматичным; длины их волн совершенно не зависят от того, как они возбуждены, а зависят только от вещества, которое их излучает.

Таким образом, при спектральном анализе рентгеновского излучения получаем фон сплошного спектра и на нём резкие максимумы интенсивности, соответствующие длинам волн характеристического излучения (рис. 176); интенсивность этих линий характеристического спектра резко выделяется над общей интенсивностью сплошного спектра. На рисунке 177 выдаются три главные линии в спектре первого, второго и третьего порядка при разных ϑ; антикатод-родий, в его спектре три линии разной интенсивности («яркости») образуют характеристический спектр родия.

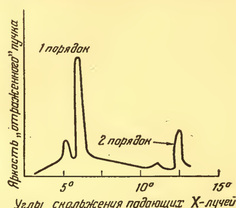


Рис. 177

Анализ этих спектральных явлений приводит к следующим заключениям:

1. Падающий на кристалл поток рентгеновских лучей есть «белое» излучение (разные λ), к которому примешаны характеристические лучи, экспериментально обнаруживаемые по максимумам, соответствующим определённым λ.

2. Характеристическое излучение зависит исключительно от вещества излучающего антикатода.

Более подробное изучение характеристического излучения привело к закономерностям, которые лежат в основе наших сведений о строении атомов; к этому мы обратимся далее (§ 80), теперь же сосредоточим внимание на том, как были определены длины волн рентгеновских лучей и тем самым выяснена их природа.

2. Определение длин волн

79. Производя наблюдения по методу вращающегося кристалла при помощи ионизационной камеры, как делали Брэгги, или при помощи фотографии, как делал Де Брольи, можем находить углы ϑ, соответствующие максимумам характеристического излучения вещества антикатода, а потому по формуле (1):

$$n\lambda = 2d \sin \vartheta$$

можно было бы вычислить длины волн λ рентгеновского излучения, если бы заранее знать d — расстояние отражающих плоскостей в данном кристалле (рис. 170). Этот вопрос был решён замечательными работами У. Л. Брэгга (1913), который детально исследовал кристаллическую структуру галоидных солей щелочных металлов — хлористого натрия, хлористого калия, бромистого и йодистого калия. Рассмотрим исследование хлористого натрия NaCl.

Основная гипотеза Брэгга состояла в том, что в *узлах пространственной решётки находятся ионы, а не молекулы*. Поэтому в кристаллической решётке NaCl, которая имеет кубическую структуру, мы имеем правильное чередование ионов натрия и хлора (рис. 162); плоскости в этой решётке, усеянные этими ионами, и являются плоскостями внутри кристалла, на которых происходят отражения рентгеновских лучей; они разделены расстоянием d. Представим себе, что около каждого иона натрия и около каждого иона хлора построен куб с ребром d, так что ион находится в центре этого куба (рис. 178), т. е. в центре кубического объёма d^3; ясно, что эти кубы заполнят весь объём кристалла.

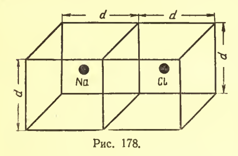


Рис. 178.

Можно вычислить массу m в объёме двух таких кубов $2d^3$, именно:

$$m = m_{\rm Na} + m_{\rm Cl},$$

где $m_{\rm Na}$ и $m_{\rm Cl}$ соответственно массы атомов натрия и хлора; зная их атомные веса: $A_{\rm Na} = 23$ и $A_{\rm Cl} = 35{,}46$ и зная массу атома водорода $m_H = 1{,}67 \cdot 10^{-24}$ *г* (I, § 188), находим:

$$m = m_{\rm Na} + m_{\rm Cl} = [23 + 35{,}46] \cdot 1{,}66 \cdot 10^{-24} = 97{,}04 \cdot 10^{-24} \text{ г}.$$

Обозначив плотность каменной соли NaCl через δ, имеем:

$$m = 2d^3 \cdot \delta;$$

очень точные измерения дают: $\delta = 2{,}164$; отсюда: для расстояния между узлами кристаллической решётки NaCl находим:

$$d = \sqrt[3]{\frac{97{,}04 \cdot 10^{-24}}{2 \cdot 2{,}164}} = 2{,}814 \cdot 10^{-8} \text{ см}.$$

Это число, определяющее структуру кристаллической решётки NaCl, лежит в основании спектроскопии рентгеновских лучей.

Если для кристалла каменной соли установлено значение d, то, наблюдая максимумы интенсивности отражённых от него лучей и измеряя соответствующие им углы ϑ_1, ϑ_2, ϑ_3 ..., по формуле:

$$n\lambda = 2d \sin \vartheta$$

вычисляем длины волн λ_1, λ_2, λ_3 ..., определяющие характеристический спектр рентгеновского излучения вещества данного антикатода.

Примеры. 1. Для платинового антикатода имеем максимумы при $\vartheta_1 = 11°,55$, $\vartheta_2 = 23°,65$, $\vartheta_3 = 36°,65$; вычисляя λ для первого из этих углов, находим $\lambda_1 = 1,12 \cdot 10^{-8}$ *см* $= 1,12$ Å; также находим λ для других углов.

2. Два максимума родиевого антикатода (рис. 177) соответствуют длинам волн $\lambda_1 = 0,607 \cdot 10^{-8}$ *см* $= 0,607$ Å и $\lambda_2 = 5,533 \cdot 10^{-8}$ *см* $= 5,533$ Å.

Этими результатами решён вопрос о природе рентгеновского излучения; если вспомним, что исследованная часть ультрафиолетового спектра заканчивается около $\lambda \sim 40$ Å (§ 43), то рентгеновские лучи есть волновой процесс, обусловленный ещё меньшими длинами волн и большей частотой ν (для волны платины $\nu = 3 \cdot 10^{18}$).

Следовательно, за пределами ультрафиолетового спектра лежит спектр рентгеновского излучения.

Таким образом, гипотеза Лауэ и Брэгга оправдалась, кристаллическая решётка действительно оказалась подходящим спектральным аппаратом для изучения интерференционных эффектов в рентгеновских лучах.

Заметим, что в 1927 г. американский физик Комптон и французский Тибо разработали методы измерения длин волн рентгеновских лучей при помощи обычных оптических дифракционных решёток (у Тибо 200 штрихов на 1 *мм*).

Принципиальная важность этого метода заключается в том, что длина волн оптического спектра (ультрафиолетового до 130 Å) и рентгеновского (от 400 Å) измеряется одной и той же аппаратурой. Следует отметить, что эти спектры перекрывают друг друга, конец первого заходит в начало второго.

Обширные работы многих исследователей дали промеры длин волн как «белого», так и характеристического рентгеновского излучения.

Можно считать, что длины рентгеновских волн заключены в пределах от $\lambda = 493$ Å ($\nu = 6 \cdot 10^{15}$) до $\lambda = 1 \cdot 10^{-9}$ *см* $= 0,1$ Å ($\nu = 3 \cdot 10^{19}$). Опыт говорит: чем жёстче лучи, тем больше частота и меньше длина волны.

3. О структурном анализе

80. Дальнейшее развитие рентгеновской спектроскопии пошло по двум направлениям:

I. Планомерное изучение рентгеновских спектров элементов, начатое английским физиком Мозли (1913) и продолженное рядом выдающихся исследователей показало, что рентгеновский спектральный анализ есть могущественное средство для познания строения атомов. Только явления радиоактивности и рентгеновские лучи дали тот экспериментальный материал, который позволил построить теорию строения атома и его ядра. (Гл. VI, VIII.)

II. Если известны λ рентгеновского излучения, то по наблюдаемым углам ϑ можно вычислить d—постоянную кристаллической

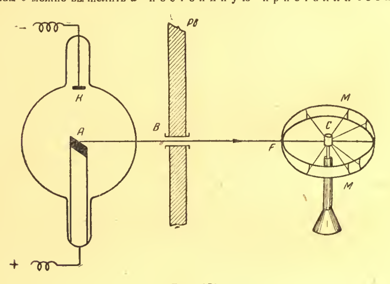


Рис. 179.

решётки данного кристалла; при помощи отражений от различных граней определяется d для различных направлений в кристалле и, таким образом, исследуется расположение атомов в кристаллической решётке. Этот способ, всесторонне разработанный Брэггами, позволяет производить глубокий анализ строения кристаллов; сами Брэгги выяснили строение цинковой обманки (ZnS), кальцита ($CaCO_3$), каменной соли ($NaCl$), железного колчедана (FeS_2), алмаза, меди, никеля и др. [1]. Кроме того, рентгеновский анализ твёрдых тел позволяет тщательно изучить их строение при данном состоянии, входящие в них примеси, внутренние напряжения вследствие горячей и холодной обработки; современная технология металлов базируется на этом структурном анализе при помощи рентгеновских лучей.

Особенное значение получил в технике метод рентгеновского анализа, предложенный одновременно (1916) Дебаем, Шеррером и Гелем, называемый «методом порошков».

[1] У. Х. Брегг и У. Л. Брегг, Рентгеновские лучи и строение кристаллов. Перев. проф. Г. В. Вульфа.

Небольшая бумажная или коллоидная трубочка C (диаметр около 2 *мм*) заполняется тонким порошком исследуемого кристалла и помещается на оси цилиндрической свинцовой камеры M (рис. 179); внутренняя поверхность камеры устлана фотоплёнкой; в боковой стенке имеется узкое отверстие F. В это отверстие через свинцовые диафрагмы падает на порошок монохроматический рентгеновский луч AB с длиной волны λ. Мельчайшие

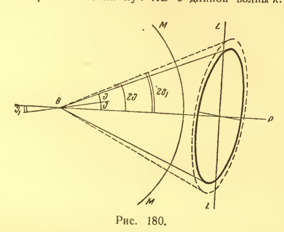


Рис. 180.

кристаллики в порошке расположены хаотически, поэтому среди них найдутся так расположенные по отношению к оси лучи AB, что для их плоскостей будет удовлетворено условие Вульфа-Брэгга:

$$n\lambda = 2d \sin \vartheta.$$

Вследствие множества отражающих плоскостей кристалликов каждый угол ϑ, определённый из этого соотношения, обусловит появление на фотопластинке LL, поставленной перпендикулярно к первоначальному лучу AB, максимума яркости в виде окружности (рис. 180), ограничивающей основание конуса с углом при вершине 4ϑ; для иного угла ϑ_1, т. е. при ином порядке линий n, появится свой максимум в виде окружности в основании конуса с углом при вершине $4\vartheta_1$ и т. д. (рис. 181).

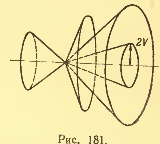


Рис. 181.

Если же вместо плоской фотопластинки LL принять отражённые под углами ϑ, ϑ_1, ϑ_2... лучи на фотоплёнку цилиндрической камеры MM (рис. 179, 180), то на ней максимумы запечатлеются в виде дуговых отрезков (рис. 182) это части окружностей, которые уместились на узкой цилиндрической фотоплёнке; при данном λ они соответствуют линиям разных порядков $n = 1, 2, 3...$

Таким образом, на этой рентгенограмме сразу получаем спектральные линии λ разных порядков; для достижения этого же при помощи гониометра надо вращать кристалл (рис. 171, 174). При методе порошков плоскости кристалла сами повёрнуты по отношению к лучу под разными углами ϑ.

На рисунке 182 имеем рентгенограмму углеродистой стали с примесями, влияние которых сказывается на расположении полос; изучение получен-

ной рентгенограммы позволяет выяснить строеине веществ, подвергнутых облученню, н входящие в инх примесн. На рнсунке 182а представлена рент-

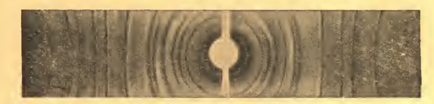


Рис. 182.

геиограмма кальция—вольфрамата. Чувствительиость метода может быть доведена до 0,01%; поэтому ои особеино цеиен прн аналнзе редких и химически сходиых элементов (напрнмер, нз группы платииы) н при технически



Рис. 182а.

чески сходиых элементов (напрнмер, нз группы платииы) н при технически важном аиализе примесей в металлах (сталн), столь сильно изменяющих нх физнческне свойства.

В. РЕНТГЕНОВСКИЕ СПЕКТРЫ

81. Результаты эксперимента и теоретических исследований, которые только что рассмотрены, имеют основное значение для развития наших воззрений на строение вещества. Прежде всего обращаем внимание на связь вторичных характеристических рентгеновских лучей с порядковым числом (атомным номером) Z вещества в таблице Менделеева.

Английский физик Баркла в 1908 г. открыл, что при освещении рентгеновскими лучами различных тел, например пластинок платины, серебра, меди и т. п., наряду с рассеянными рентгеновскими лучами возникают *характеристические вторичные рентгеновские лучи*, испускаемые тем веществом, на которое упали первичные лучи. Характеристические лучи имеют линейчатый спектр, состоящий из отдельных линий, характеризующих своими частотами испускающее вещество. Тщательными и тонкими исследованиями лучших рентгенологов было установлено, что *характеристический спектр рентгеновских лучей состоит из отдельных групп, или серий*, в которые можно собрать линии этого спектра; четыре группы, или серии, обозначаются K, L, M, N; каждая серия линий отделена от соседней промежутками частот в несколько октав:

линии, соответствующие наибольшей частоте ν, принадлежат серии K, это наиболее «жёсткие» лучи; затем идут линии серии L, лучи менее жёсткие, они расположены ближе к ультрафиолетовым лучам, затем линии группы M, затем N — всё более и более мягкие лучи, всё

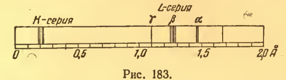


Рис. 183.

меньшей частоты и большей длины волны. На рисунке 183 приведено расположение линий серии K, L в рентгеновском спектре вольфрама (порядковый номер $Z=74$):

группа или серия K в этом спектре ограничена длинами волн от 0,178 Å до 0,213 Å;

группа или серия L,—от 1,025 Å до 1, 675 Å;

группа или серия M,—от 6,066 Å до 6,973 Å.

Изучение рентгеновских спектров различных веществ привело к высшей степени важному открытию: р е н т г е н о в с к и е с п е к т р ы в с е х э л е м е н т о в о т н о с и т е л ь н о о д и н а к о в ы. Это значит, что в каждой серии спектров разных элементов, например железа и меди (рис. 184), линии относительно одинаково расположены, но при этом сами рентгеновские спектры элементов к а к ц е л ы е с д в и г а ю т с я в с т о р о н у б о л ь ш и х ч а с т о т п о м е р е р о с т а а т о м н о г о в е с а и л и а т о м н о г о н о м е р а э л е м е н т а. Возьмём, например, определённую линию группы (или серии) K, ей соответствуют длины волн (в Å);

в спектре Mn ($Z=25$) — 2,09732

в спектре Cu ($Z=29$) — 1,53730

в спектре Ag ($Z=47$) — 0,55816

в спектре Pb ($Z=82$) — 0,16516

и т. д.;

Рис. 184.

длины волн уменьшаются по мере возрастания Z, а частоты и жёсткость лучей увеличиваются, взаимное же расположение линий в спектрах остаётся одно и то же.

И т а к, р е н т г е н о в с к и е с п е к т р ы в с е х э л е м е н т о в о д и н а к о в ы, н о п о м е р е р о с т а а т о м н о г о в е с а и л и

атомного числа элементов сдвигаются в сторону больших частот; можно сказать, что чем тяжелее атом, тем жёстче рентгеновские лучи, которые он испускает. На рисунке 184 представлено взаимное расположение серии K элементов от Ca до Cu; спектры сдвигаются в сторону увеличивающихся частот. На рисунке 185 изображено расположение спектральных серий K, L, M, N (отдельные линии обозначены α, β, γ) для элементов

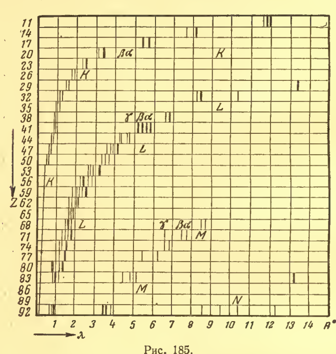


Рис. 185.

от $Z=11$ (Na) до $Z=92$ (U). Заметим, что как видно на этой диаграмме, не у всех элементов возникают все три спектральные (серии); так, у лёгких элементов имеем только серию K; серия M возникает с $Z=68$ (Er, эрбий). На абсциссе отложены длины волн в ангстремах.

82. Сопоставляя ν и Z — частоту какой-либо линии в рентгеновском спектре элемента с атомным числом Z, Мозли[1] нашёл формулу, связывающую ν с Z:

$$\sqrt{\nu}=a(Z-b); \tag{3}$$

[1] Английский физик, убит на турецком фронте в 1915 г.

этот закон Мозли можно формулировать так: корень квадратный из частоты линии рентгеновского спектра данного элемента есть линейная функция атомного числа этого элемента; числа a и b постоянны для спектров всех элементов, но для отдельных линий имеют разные значения; так, для K_α и L_α число b соответственно равно 1 и 7,4. Зависимость, выраженная формулой (3), графически изобразится для каждой серии прямой (рис. 186); по ординатам отложены атомные числа Z элементов, по абсциссе — корни квадратные из $\nu\ 10^{-8}$.

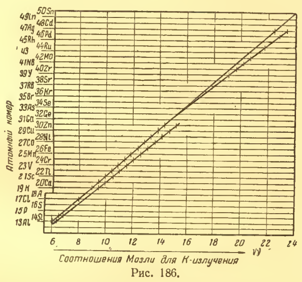


Рис. 186.

Обратим внимание на два следствия из закона Мозли:

1. Квадратный корень из частоты пропорционален числу, изменяющемуся на единицу при переходе от одного элемента к следующему. Но, как мы увидим (§ 170), при переходе от одного элемента к следующему меняется на единицу заряд ядра атома; следовательно, особенности рентгеновских спектров элементов характеризуют заряд ядра атома.

2. Поэтому, обратно: анализ рентгеновских спектров есть метод изучения строения атомов — их ядерных зарядов, числа и расположения электронов. Как увидим дальше, действительно, рентгеновский анализ дал очень много важных сведений о строении атома.

В частности, число и расположение элементов в периодической системе вполне выясняется диаграммой 186. На ней мы видим, что от водорода до урана размещены только 92 элемента и притом в порядке их атомных чисел. Эта оговорка имеет значение

потому, что в трёх случаях последовательность по атомным весам, как это требуется таблицей Менделеева (I, § 170, III, § 192), противоречит распределению элементов по их химическим свойствам; именно:

I. Аргон, $A_A = 39{,}94$; $Z = 18$.
Калий, $A_K = 39{,}1$; $Z = 19$.
II. Кобальт, $A_{Co} = 58{,}97$; $Z = 27$.
Никель, $A_{Ni} = 58{,}68$; $Z = 28$.
III. Теллур, $A_{Te} = 127{,}5$; $Z = 52$.
Йод $A_J = 126{,}92$; $Z = 53$.

Химические свойства этих элементов требовали их расположения в периодической системе как раз так, как требуют рентгеновские спектры — по атомным числам, а не по атомным весам.

Обзор явлений интерференции, дисперсии, дифракции, несомненно, устанавливает, что свет есть явление волнового характера.

Возникает дальнейший вопрос: каков характер тех волновых процессов, которые вызывают столь разнообразные проявления лучистой энергии. Если ограничиться механической точкой зрения, этот вопрос сводится к тому, что и как колеблется и какого рода обнаруживаются волны, когда мы воспринимаем проявления лучистой энергии.

Этот вопрос подводит нас к электромагнитной теории света.

Глава III

ЭЛЕКТРОМАГНИТНАЯ ТЕОРИЯ СВЕТА

I. ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВОЛНЫ И ВОЛНЫ СВЕТОВЫЕ

83. Теория электромагнитного поля, как она была развита Максвеллом в его знаменитом «Трактате об электричестве и магнетизме» (1873), вводит представление о распространении электромагнитного поля с конечной скоростью (II, § 136):

$$v = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon\mu}}.$$

В данной точке переменное электромагнитное поле характеризуется периодически изменяющимися (II, § 140) векторами E и H; следовательно, в разных точках поля значения этих векторов E и H в данный момент времени различаются по фазе, т. е. имеет место то запаздывание в распространении колебательного процесса, которое ведёт к образованию волны. Как известно, в каждой точке поля векторы E и H взаимно перпендикулярны и фазы их совпадают. Таким образом, Максвелл теоретически пришёл к утверждению, что переменное электромагнитное поле распространяется в виде электромагнитной волны, в которой колеблющимися элементами являются векторы электрического и магнитного поля E и H: в каждой точке поля эти векторы взаимно перпендикулярны и изменяются от 0 до некоторого максимума E_0 и H_0; так создаётся электромагнитный процесс, который индуктивно передаётся в поле в виде волны (рис. 187).

Колебания этих векторов поперечны, т. е. происходят в плоскости, перпендикулярной к направлению распространения волны (II, рис. 368, 370), иначе—к направлению скорости v, и притом в этой плоскости векторы E и H всегда взаимно перпендикулярны.

Наконец, напомним, что в вакууме ($\varepsilon = 1$, $\mu = 1$) скорость распространения электромагнитной волны равна скорости света:

$$v = c = 3 \cdot 10^{10} \frac{см}{сек}.$$

Это знаменательное тождество скоростей, а также значение отношения (II, § 83):

$$\frac{J_e}{J_m} = c = 3 \cdot 10^{10}$$

послужили для Максвелла исходными пунктами для построения электромагнитной теории света, в которой волны света рассматриваются, как частный случай волн электромагнитных, как одно из проявлений переменного электромагнитного поля, которое мы воспринимаем, как одно из проявлений лучистой энергии.

Как известно, эти теоретические воззрения Максвелла (1873) были экспериментально оправданы опытами Герца

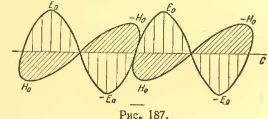


Рис. 187.

(1887), который доказал существование электромагнитных волн, предсказанных теоретически Максвеллом (II, § 140).

Опыты Герца установили весьма точный параллелизм между явлениями оптики и электромагнитных волн.

Герц обнаружил явления отражения, преломления, интерференции, поляризации электромагнитных волн (II, § 145—151) и установил тождество этих явлений с соответственными явлениями оптики.

Кроме качественных аналогий этих двух классов, столь, повидимому, различных явлений, особенно замечательны соотношения их количественных характеристик.

I. Многочисленные определения скорости света (§ 6—9) и скорости распространения электромагнитных волн (II, § 139, 151) совершенно определённо установили их равенство.

II. Закон Максвелла (II, § 137):

$$v = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon\mu}}$$

даёт значение скорости распространения электромагнитных волн в среде, характеристиками которой служат ε и μ. Для многих диэлектриков (воздух, сера, кислород и т. п.) можно положить (II, § 23) $\mu = 1$. Тогда:

$$v = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon}}; \qquad \frac{c}{v} = \sqrt{\varepsilon}.$$

Но $\frac{c}{v} = n_0$ это абсолютный показатель преломления этой среды (§ 3). Поэтому:

$$n_0 = \sqrt{\varepsilon}; \qquad \varepsilon = n_0^2. \qquad (1)$$

В этом соотношении связаны две величины: n_0 — специфически оптическая и ε — специфически электрическая: диэлектрическая постоянная среды (электрическая проницаемость) равна квадрату показателя преломления этой среды.

Для многих диэлектриков опыт подтверждает это соотношение, например:

Диэлектрик	P ат.	t°	ε	n_0^2	Диэлектрик	t°	ε	n_0^2
Воздух	1	0°	1,000576	1,000577	Кислород	—182°	1,49	1,49
Гелий	1	0°	1,000074	1,000066	Воздух	—190°	3,78	3,78
Водород	1	0°	1,000273	1,000272	Сера I	—	4,0	4,0
Азот	1	0°	1,000581	1,000584	Лёд	—4°	3,1	3,1
Кислород	1	0°	1,000543	1,000539	Парафин	20°	2,22	2,22

Для некоторых диэлектриков (вода, глицерин и др.) замечены отступления от этого закона; они объясняются особыми условиями дисперсии в этих средах.

III. Теория Максвелла предвидела, что свет должен производить давление на тела, на которые он падает; знаменитые опыты П. Н. Лебедева обнаружили это давление и тем подтвердили предсказание теории Максвелла. Об этом более подробно будет сказано дальше (§ 121).

84. В первоначальных опытах Герц имел дело с волнами от 60 *см* до нескольких метров, чему соответствовали частоты ν порядка 10^8 и 10^6. Стремясь получить возможно более короткие волны, уменьшали размеры вибратора, т. е. уменьшали L и C согласно формуле Кельвина (II, § 128):

$$T = 2\pi\sqrt{LC}.$$

Так, П. Н. Лебедев, ещё в 1895 г. получил $\lambda = 6$ *мм*, устроив микроскопический вибратор Герца длиной 2,6 *мм*; позже удалось ещё снизить длины волн до $\lambda = 0{,}2$ *мм* (§ 104).

Осуществление возможно коротких электромагнитных волн имеет большое принципиальное значение, сближая волны электромагнитные (излучатели макроскопические — вибратор Герца, различные антенны и т. п.) с волнами оптическими, именно с инфакрасной областью спектра (атомные излучатели).

Излучение инфракрасного спектра (§ 35) позволяет утверждать, что существуют инфракрасные волны с наибольшей длиной примерно 0,400 *мм* = 400μ. Эти исследования в области крайних инфракрасных волн главным образом принадлежали германскому физику Рубенсу и его школе.

85. Для развития наших воззрений на природу излучения важно установить связь обеих областей волн — инфракрасных и герцевых; поэтому было произведено огромное число экспериментальных исследований в области длинных инфракрасных и коротких электромагнитных волн.

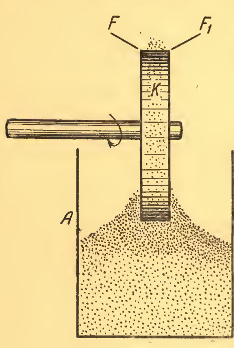


Рис. 188.

1. М. А. Левитская (1926. Ленинград) построила систему вибраторов из кусочков тончайшей молибденовой проволочки (диаметр 0,2 *мм*) длиной от 0,1 до 0,4 *мм*; эти кусочки проволоки были приклеены к стеклу и были введены в цепь вторичной обмотки специального трансформатора, первичная обмотка которого включена в цепь с конденсатором и искрой. Эта система вибраторов находилась в фокусе параболического зеркала; оно направляло волны на дифракционную решётку: решётка разлагала это сложное излучение на составные части, которые исследовались термоэлементами. Полагают, что в этом опыте уже трудно отличить волны, излучаемые вибраторами от инфракрасных волн искровых разрядов. Зарегистрированы длины волн от λ=915 μ до λ=30 μ.

2. В описанных опытах интенсивность излучения очень мала, энергия волн ничтожна, поэтому очень трудно вести с ними экспериментирование. А. А. Глаголева-Аркадьева (1922. Москва) перешла к «массовому излучателю», в котором действует не один микроскопический вибратор Герца, а огромное их число, подобно тому как в любом излучающем теле мы имеем множество атомных вибраторов.

В сосуде *A* (рис. 188) находится смесь мелких латунных (или алю-

миниевых) опилок и масла, которая постоянно автоматически перемешивается. Быстро вращающееся карболитовое колесо K захватывает смесь в виде окружающей колесо шины, к которой подведены электроды F и F от трансформатора. Возникало огромное число искровых разрядов между отдельными гранулами опилок, попавших в область высокой разности потенциалов; происходило массовое излучение, можно предполагать «белое», т. е. состоявшее из волн весьма различной длины.

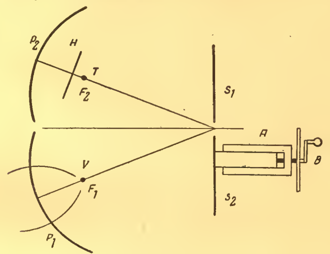


Рис. 189.

Для измерения длины отдельных возникающих волн прибегали к тому же способу интерференции, которым пользовался ещё Герц. Массовый излучатель помещался в фокусе параболического зеркала P_1 (рис. 189), параллельные пучки лучей падали на два зеркала S_1 и S_2, причём S_2 подвижное, перемещается при помощи микрометра B. После отражения от зеркал S_1 и S_2 лучи падали на второе параболическое зеркало P_2, в фокусе которого находится термоэлемент, соединённый с гальванометром. Создавая разность хода лучей перемещением зеркала S_2 и откладывая на оси абсцисс смещения зеркала, а на ординатах—показания гальванометра, получим кривую, расстояния между максимумами которой равны $\frac{\lambda}{2}$ (рис. 190). Таким образом, после соответствующей обработки найдены отдельные интенсивные излучения с длинами волн $\lambda=150\ \mu$, 300, 180 и 82 μ.

Если сопоставить длиннейшие инфракрасные волны $\lambda=400\ \mu$ и самые короткие электромагнитные волны Герца $\lambda=150$, 80, 30 μ, (рис. 190), то приходим к заключению: видимый спектр непрерывно переходит в спектр инфракрасных волн, также инфракрасный спектр

непрерывно переходит в спектр электромагнитных волн Герца и радиоволн. Спектр же этих волн, начинаясь с указанных малых волн в несколько микронов ($\nu=10^{13}$) неопределённо продолжается в сторону возрастающих длин волн и уменьшающихся частот; никакой верхней границы электромагнитных волн указать нельзя. Волны видимого спектра ($0,76>\lambda>0,4\ \mu$), воспринимаемые глазом как свет, непрерывно переходят в волны инфракрасной части, не воспринимаемой глазом, и далее в радиоволны, для которых тоже необхо-

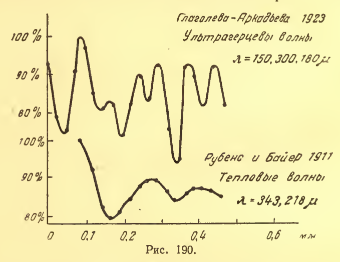


Рис. 190.

димы особые приёмники; все эти волны представляют явления одной и той же природы — электромагнитные волны. Объединяющий признак всех этих волн — одна и та же скорость распространения в пустоте: $c=3\cdot10^{10}\ \frac{см}{сек}$; разъединяющий признак—разные длины волн и частоты; эти количественные различия воспринимаются нами как качественные различия явлений.

II. ПОЛЯРИЗАЦИЯ СВЕТА

А. ОСНОВНЫЕ ЯВЛЕНИЯ

86. Герц экспериментально установил (II, § 143, 147), что исследованные им электромагнитные волны—это волны с поперечными колебаниями и притом уже поляризованные, именно: колебания вектора E возможны только в плоскости, проходящей через ось ZZ луча (II, рис. 380) и ось вибратора, а колебания вектора H возможны только в плоскости, перпендикулярной к оси вибратора (II, рис. 397). Итак, электромагнитные волны Герца уже поляризуются

при своём образовании, именно электрические колебания поляризованы в плоскости, перпендикулярной к оси вибратора, магнитные колебания поляризованы в плоскости, проходящей через ось вибратора (II, рис. 398).

За 80 лет до опытов Герца французский физик М а л ю с открыл явление поляризации света (1808); затем оно было всесторонне исследовано Брюстером, Араго, Био и главным образом Френелем (1821).

Главная мысль этих исследований состоит в том, что луч, идущий от Солнца или распространяющийся от иного источника, например от дуги, есть луч естественный, неполяризованный, в нём воз-

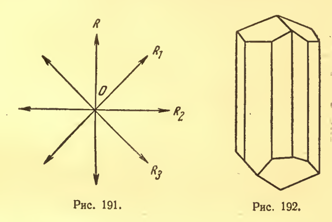


Рис. 191. Рис. 192.

можны колебания во всех плоскостях $R, R_1, R_2, R_3 \ldots$, проходящих через ось луча O (рис. 191); но после всякого преломления и отражения луч оказывается частично поляризованным. Отсюда следует, что **световые волны — это волны с поперечными колебаниями**; как в электромагнитных волнах Герца, так и в волнах, воспринимаемых нами как свет, колебания происходят в плоскостях, перпендикулярных к оси луча.

Рассмотрим, как обнаруживается поляризация света.

Поляризация в кристаллах. Возьмём две пластинки кристалла турмалина[1], вырезанные параллельно его кристаллической оси (рис. 192, 193). Если эти пластинки I и II поставить друг за другом так, чтобы их оси были параллельны (рис. 193), и пропустить через них луч света, то этот луч, пройдя через обе пластинки, получит зеленоватую окраску; никаких других особенностей в нём мы не заметим. Но если начать вращать II пластинку, оставляя I в её первоначальном положении, то заметим постепенное ослабление силы света, прошедшего через две пластинки (рис. 193а);

[1] Химический состав его весьма непостоянен; кристаллизуется в форме ромбоэдров (рис. 192).

затемнение это будет расти по мере дальнейшего вращения II пластинки, и, наконец, луч будет совершенно погашен (рис. 193б) при перекрещенных кристаллах, т. е. при взаимно перпендикулярных их осях. Если продолжать вращение в ту же сторону, то освещение постепенно усиливается и достигает максимума вновь при параллельности осей турмалинов.

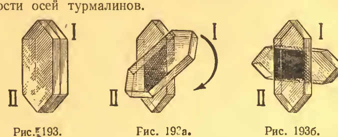


Рис. 193. Рис. 193а. Рис. 193б.

Объяснение этого явления заключается в общих идеях о естественном и поляризованном луче. На I турмалиновую пластинку падает естественный луч, в нём возможны световые колебания во всех плоскостях, проходящих через ось (рис. 191). Но I пластинка пропустит из них только те колебания, которые параллельны её кристаллической оси; это значит, что из неё выйдет луч поляризованный в плоскости, перпендикулярной к её оси; в нём невозможны колебания, перпендикулярные к оси I пластинки. Теперь ясно, что если пластинку II поставим так, что оси пластин I и II будут взаимно перпендикулярны, то пластинка II не пропустит именно те колебания, которые возможны в падающем на неё поляризованном луче, прошедшем через I пластинку; поэтому луч вообще будет погашен.

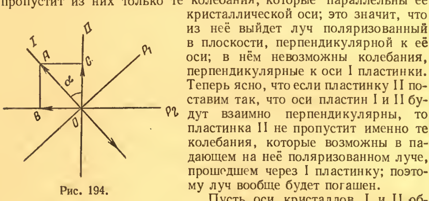


Рис. 194.

Пусть оси кристаллов I и II образуют между собой угол α (II, § 150); тогда плоскости поляризации: I пластинки—P_1 (рис. 194), II—P_2. Амплитуду поляризованного луча, прошедшего через I пластинку A, можем разложить по направлению оси II пластинки и по направлению плоскости поляризации луча во II пластинке P_2:

$$OC = A\cos\alpha; \quad OB = A\sin\alpha; \quad \overline{OC} + \overline{OB} = \overline{A}.$$

II пластинка пропустит через себя только колебания с амплитудой $OC = A\cos\alpha$; колебания с амплитудой $OB = A\sin\alpha$ будут погашены II пластинкой, как лежащие в плоскости поляризации P_2.

Как известно, энергия при колебательном процессе пропорциональна квадрату амплитуды:

$$W = kA^2.$$

Прилагая это общее положение к явлениям света, приходим к заключению, что интенсивность света I, оцениваемая энергией световых колебаний, пропорциональна квадрату амплитуды;

$$I = kA^2.$$

Поэтому для луча, прошедшего через обе пластинки, можем написать:

$$I = k \cdot OC^2 = k \cdot A^2 \cos^2\alpha.$$

Отсюда:

$$\frac{I_1}{I} = \frac{kA^2 \cos^2\alpha}{kA^2};$$

$$I_1 = I\cos^2\alpha. \quad (1)$$

Эта формула, позволяющая оценивать интенсивность света, поляризованного луча, прошедшего через оба кристалла, сравнивая её с интенсивностью I света, падающего на кристалл II, выражает закон Малюса[1]: интенсивность луча, прошедшего через два кристалла при любом их расположении, пропорциональна квадрату косинуса угла между их осями. Частные случаи, ранее рассмотренные, заключаются в этом законе:

$$1)\ \alpha = 0;\quad I_1 = I;\quad 2)\ \alpha = 90°;\quad I_1 = 0.$$

Таким образом, сочетание двух кристаллических пластинок позволяет исследовать лучи с точки зрения их поляризации; первая из них, поляризующая естественный луч, называется поляризатором; вторая, исследующая этот поляризованный луч, называется анализатором. Наоборот, поляризатор и анализатор с известным заранее расположением плоскостей поляризации могут служить для оптического исследования кристаллов.

87. Поляризация при отражении. Если луч OS_2, отражённый от плоского зеркала LL_1 (рис. 195) с одной отражающей

[1] Этьен Малюс (1775—1812). С 1808 по 1811 г. представил ряд мемуаров Академии, в которых описал свои опыты, установившие явление поляризации света при отражении и при двойном преломлении в кристаллах. Он же ввёл название «поляризация» света, объясняя его тем, что световой луч как бы имеет полюсы—две стороны, обладающие разными свойствами «отражаться» или «уклоняться» от отражения, эти стороны или полюсы светового луча расположены всегда под прямым углом друг к другу.

поверхностью (чёрное стекло, вода, фарфор и т. д.), пропустить через анализатор — пластинку турмалина T, то при вращении турмалина около отражённого луча OS_2 как около оси заметим изменение интенсивности отражённого луча; при некотором определённом угле падения i (для стекла $i=56°$) турмалин при полном обороте дважды полностью гасит отражённый луч. Отсюда заключение: отражённый луч поляризован: поляризатором служит зеркало LL_1, анализатором — турмалин T. Подробное исследование показывает,

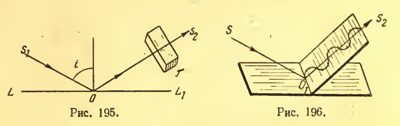


Рис. 195. Рис. 196.

что отражённый луч поляризован в плоскости падения, так что колебания в нём происходят в плоскости, перпендикулярной к плоскости падения (рис. 196).

Анализатором отражённого луча может служить не только турмалин или какой-нибудь другой кристалл, но и второе плоское зеркало MM_1 (рис. 197); если это зеркало MM_1 вращать около отражённого луча OO_1 как около оси, то интенсивность света отражённого от него луча O_1S_2 меняется; он два раза достигнет наибольшей интенсивности, а именно: когда плоскости отражения в обоих зеркалах совпадают, и два раза наименьшей интенсивности — когда плоскости отражения в этих зеркалах взаимно перпендикулярны. Наибольшее затемнение луча O_1S_2 произойдёт опять только при определённом угле падения i, именно, при стеклянном зеркале, когда этот угол близок 56°; при других углах будет лишь частичное ослабление света, следовательно, будет лишь частичная поляризация с разложением векторов, которое и в этом случае приводит к закону Малюса (формула 1); только при этом явлении I есть интенсивность отражённого, а не проходящего луча.

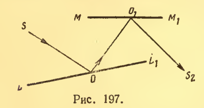


Рис. 197.

Поляризацию при отражении удобно наблюдать при помощи так называемого прибора Норренберга (рис. 198). Луч света S падает на стеклянную пластинку A_1 (поляризатор), отражается от неё на посеребрённое зеркало L и идёт вертикально вверх, падая на зеркало A_2 (анализатор). Оба зеркала — A_1 и A_2 — могут вращаться около горизонтальных осей, причём изменяются углы падения

лучей; кроме того, зеркало A_2 может вращаться около вертикальной оси падающего на него отражённого луча. При том положении зеркал, которое показано на рисунке 198, когда плоскости отражения этих зеркал взаимно перпендикулярны, происходит затемнение отражённого луча; при надлежащем подборе угла падения можно добиться и полного погашения этого луча.

Английский физик Брюстер, особенно подробно исследовавший поляризацию при отражении (1811), установил, что для всякой среды, на поверхность которой падает луч, существует определённый угол падения, при котором отражённый луч вполне поляризуется в плоскости падения (рис. 197). Этот угол падения $i = p$ Брюстер назвал углом полной поляризации; изучая его значение для разных сред, он установил соотношение, называемое законом Брюстера; тангенс угла p полной поляризации численно равен показателю преломления отражающей среды:

$$\operatorname{tg} i = \operatorname{tg} p = n.$$

Из этого условия вытекает:

$$\operatorname{tg} p = \frac{\sin p}{\cos p} = n = \frac{\sin p}{\sin r};$$

$$\cos p = \sin r = \cos (90° - r);$$

$$p = 90° - r; \quad p + r = 90°.$$

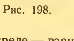


Рис. 198.

Это значит, что полная поляризация отражённого луча наступает тогда, когда лучи — отражённый и преломлённый в данной среде — взаимно перпендикулярны. Так, если для данного сорта стекла примем $n=1{,}5$, то $p=56°19'$; при других углах падения i отражённый луч тоже оказывается поляризованным, но поляризация его неполная.

Если при помощи какого-нибудь анализатора исследовать луч — преломлённый и прошедший через стеклянную пластинку или лучше — через стопу стеклянных пластинок, то найдём, что преломлённый луч тоже поляризован, но в плоскости, перпендикулярной к плоскости преломления и падения. Стопа стеклянных пластинок является удобным поляризатором и анализатором; при многократных отражениях от отдельных пластинок отражённый свет обогащается волнами, поляризованными в плоскости падения, а преломлённый — при многократных преломлениях в отдельных пластинках волнами, поляризованными в плоскости, перпендикулярной плоскости падения.

Так как закон Брюстера устанавливает зависимость угла полной поляризации от показателя преломления, а n различно для разных длин волн, то поляризация может быть полной только при монохроматическом свете; если же падающий луч белый, то для каждой из его составных частей существует свой угол полной поляризации.

Б. ДВОЙНОЕ ПРЕЛОМЛЕНИЕ

88. Огромная область замечательных явлений поляризации света при прохождении его через кристаллы составляет предмет изучения особой дисциплины — кристаллоптики. Здесь мы коснёмся лишь основных явлений этой области.



Рис. 199.

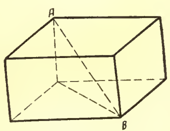


Рис. 200.

Датский учёный Бартолинус[1] заметил (1669), что кристалл исландского шпата ($CaCO_3$, кристаллический углекислый кальций) даёт два изображения предмета (рис. 199), который мы рассматриваем через кристалл; это значит, что кристалл исландского шпата раздваивает падающий на него луч, так что в нём появляются и через него проходят два преломлённых луча. Это явление, называемое двойным преломлением, оказалось свойственным многим кристаллам, в частности кварцу и турмалину; но из турмалина выходит один луч, второй поглощается внутри кристалла.

Кристаллы исландского шпата можно при помощи раскалывания получить в виде ромбоэдра (рис. 200): параллелограмы, его ограничивающие, имеют углы 101°, 55 и 78°, 0; прямая AB, соединяющая вершины двух противоположных тупых углов A и B, называется оптической или кристаллографической осью кристалла, а всякая плоскость, проходящая через ось или ей параллельная, называется главным сечением кристалла.

Бартолинус сделал замечательное наблюдение: если тупые углы ромбоэдра исландского шпата срезать (рис. 200, 201) перпендикулярно к оптической оси и направить луч по оптиче-

[1] Эразм Бартолинус (1625—1689), профессор математики и медицины в Копенгагене.

с к о й о с и или ей параллельно, то такой луч н е р а з д в а и в а е т с я, двойного преломления не происходит. Но оно появляется при малейшем наклоне луча к оптической оси.

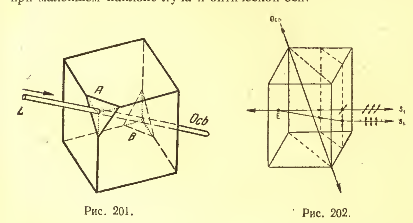


Рис. 201.

Рис. 202.

Если перпендикулярно к одной из граней кристалла исландского шпата падает луч E (рис. 202), то мы ожидали бы, что он пройдёт без преломления. И действительно, появляется луч S_1, идущий без преломления, но рядом с ним идёт луч S_2, смещённый относительно луча S_1 и, следовательно, испытавший преломление; первый луч называем о б ы к н о в е н н ы м л у ч о м, второй — н е о б ы к н о в е н н ы м.

Если подвергнем исследованию оба эти луча при помощи какого-либо анализатора, то убедимся, что оба луча вполне поляризованы во взаимно перпендикулярных плоскостях, а именно (рис. 202): 1) обыкновенный поляризован в главном сечении; 2) необыкновенный — в плоскости, перпендикулярной к главному сечению.

Рис. 203.

Если луч падает наклонно к грани, то оба луча преломляются, но показатель преломления обыкновенного луча постоянный (для линии натрия D он равен 1,65), а показатель преломления необыкновенного луча зависит от угла падения и изменяется для линии D в пределах от 1,48 до 1,65.

Закон Малюса применим к обыкновенному и необыкновенному лучам. Положим, что колебания в луче, вышедшем из кристалла—

поляризатора P, направлены по OA (рис. 203), и, следовательно, плоскость поляризации для этого луча имеет направление OP_1. Если этот луч далее падает на анализатор A из двупреломляющего кристалла, главное сечение которого имеет направление OP_2, то колебания в обыкновенном луче возможны только в плоскости OQ и через анализатор пройдёт только слагаемая OB, которая определит амплитуду этого луча, а OC определит амплитуду необыкновенного луча (рис. 199):

$$OB = A \cdot \cos\alpha; \quad OC = A \cdot \sin\alpha,$$

где α — угол между плоскостью поляризации падающего луча OP_1 и главным сечением анализатора OP_2.

Поэтому интенсивности обыкновенного[1] I_0 и необыкновенного I_e лучей соответственно будут:

$$I_0 = I\cos^2\alpha; \qquad I_e = I\sin^2\alpha,$$

где I — интенсивность падающего на анализатор поляризованного луча.

Следствия:

1. Сумма интенсивностей этих двух лучей равна интенсивности падающего луча:

$$I_0 + I_e = I.$$

2. Если $\alpha = 0$, анализатор пропустит только обыкновенный луч: $I_0 = I$.

3. Если $\alpha = 45°$, то $I_0 = I_e = \frac{1}{2} I$.

4. При $\alpha = 90°$ имеем только необыкновенный луч: $I_e = I$.

Все эти явления можно наблюдать, вращая анализатор вокруг направления падающего луча (рис. 204).

Наряду с естественным двойным преломлением в кристаллах (исландский шпат, турмалин, гипс, слюда и т. п.) многие тела при внешних воздействиях получают это свойство искусственно.

Так, стекло при определённых условиях закалки становится двупреломляющим, многие тела приобретают это свойство при механических деформациях. Наконец, было давно замечено, что мельчайшие кристаллики сульфата йодистого хинина обладают двойным преломлением, причём обыкновенный луч почти нацело поглощается в этом веществе, подобно тому, как это происходит в турмалине. Если нанести эти определённым способом ориентированные кристаллики на целлулоидную плёнку, то получим искусственный поляризатор, который может выполнять все функции естественных

---

[1] o — ordinaire, e — extraordinaire.

кристаллов в качестве поляризатора или анализатора. Эти пластины, называемые поляроидами, уже вошли во многие технические установки, например в фары автомобилей.

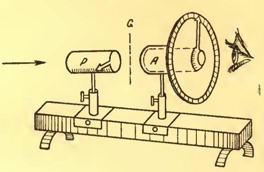


Рис. 204.

89. Теория двойного преломления дана ещё Гюйгенсом и подробно обоснована Френелем. Главная мысль этой теории заключается в том, что в двупреломляющей среде элементарные волны Гюйгенса (§ 59) вызывают образование двух волн, причём одна распространяется в кристалле с постоянной скоростью, независящей от её направления в кристалле: эта волна воспринимается как обыкновенный луч; скорость же второй волны зависит от её направления в кристалле относительно оси кристалла. Основы этой теории изложены дальше.

Так как каждый луч обыкновенный и необыкновенный—полностью поляризованы, то каждый кристалл исландского шпата может служить как поляризатором, так и анализатором. Для этих целей особенно удобна так называемая «призма Николя», или просто николь[1].

Кусок исландского шпата разрезывают через его тупые углы E и F (рис. 205) перпендикулярно к граням AE и FC и затем склеивают канадским бальзамом, показатель преломления которого 1,54. Поэтому обыкновенный луч KO ($\mu=1,65$), распространяясь в призме в главном сечении, терпит на слое канадского бальзама полное внутреннее отражение и не выходит из кристалла; необыкновенный же луч KMN ($\mu=1,515$) проходит насквозь. Колебания в этом луче происходят в плоскости $AECF$, он поляризован в плоскости, перпендикулярной к чертежу.

Таким образом, призма Николя даёт один поляризованный луч, причём плоскость его поляризации заранее известна. Николь может

[1] Названа так по имени английского физика Николя, который впервые её применил (1833).

служить и поляризатором, и анализатором; он удобнее турмалина, так как более прозрачен и бесцветен.

Два николя P и A, поставленные друг за другом на пути исследуемого луча (рис. 204), составляют поляризационный прибор или поляриметр:

1. Если оба николя расположены так, что их оси параллельны, то свет пройдёт через оба николя; пусть имеем луч, поляризованный до вступления в поляризатор, то, если он может пройти через поляризатор P, он пройдёт и через анализатор A.

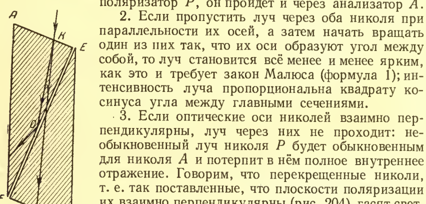


Рис. 205.

2. Если пропустить луч через оба николя при параллельности их осей, а затем начать вращать один из них так, что их оси образуют угол между собой, то луч становится всё менее и менее ярким, как это и требует закон Малюса (формула 1); интенсивность луча пропорциональна квадрату косинуса угла между главными сечениями.

3. Если оптические оси николей взаимно перпендикулярны, луч через них не проходит: необыкновенный луч николя P будет обыкновенным для николя A и потерпит в нём полное внутреннее отражение. Говорим, что перекрещенные николи, т. е. так поставленные, что плоскости поляризации их взаимно перпендикулярны (рис. 204), гасят свет.

4. Но если при перекрещенных николях ввести между ними пластинку кварца (рис. 204), вырезанную перпендикулярно оси, то луч не гасится, свет проходит. Если свет монохроматический, то вращением анализатора направо или налево на некоторый угол можно вновь погасить луч. Следовательно, кварц имеет способность вращать плоскость поляризации либо налево (если смотреть против выходящего из A луча), либо направо; поэтому разные кристаллы кварца называются «правый» кварц или «левый» кварц. Био установил, что: 1) вращение пропорционально толщине пластинки кварца. Так, при толщине в 1 *мм* для жёлтого света вращение равно 21°, 67; 2) вращение различно для волн различной длины, именно оно обратно пропорционально квадрату длины волны; следовательно, вращение больше для фиолетовых, чем для красных лучей. Поэтому, если луч белый, то при данном вращении анализатора можно погасить только один цвет, и поле зрения будет окрашено. Френель дал теорию этого явления, которую рассмотрим дальше (§ 90, 95).

Способность вращать плоскость поляризации имеет не только кварц, но и многие другие кристаллические и некристаллические тела, жидкости и пары, которые были названы активными.

Особенно замечательно, что при растворе активного вещества угол вращения плоскости поляризации раствором пропорционален

только количеству этого вещества, т. е. его концентрации. По углу вращения можно определить количество растворённого вещества в 1 *куб. см* раствора. Эта закономерность имеет техническое применение в физической химии и медицине; большое значение имеет определение процентного содержания тростникового сахара в растворах, для чего строятся особые поляриметры, называемые в этом случае сахариметрами.

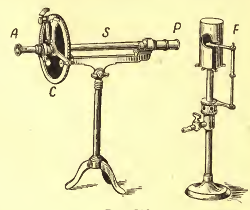


Рис. 206.

5. Подобные поляризационные аппараты — п о л я р и м е т р ы (рис. 206) имеют обширное применение при научных и технических исследованиях. Поляризатор — николь P и анализатор A вращаются в своих обоймах; между ними в S вводят вращающие вещества, в частности трубы с растворами (например, сахара).

Плоскость поляризации монохроматического луча, вышедшего из николя P, фиксируем на круге C, отмечая при помощи нониусов положение анализатора A при полном затемнении поля, которое наступает при совпадении главного сечения A с плоскостью поляри-

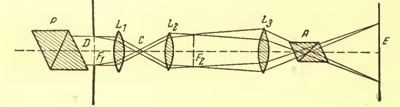


Рис. 207.

зации луча (рис. 206, 204). При вводе в S вращающего вещества поле освещается; вращая A до нового затемнения поля, определяем угол, на который была смещена плоскость поляризации.

6. Для направления лучей в поляриметре и для получения правильного и яркого изображения этот аппарат усложняют, вводя в его систему николи, линзы, диафрагмы; такое сочетание называется поляризационным микроскопом (рис. 207). Одна из возможных схем такова. Лучи источника (белого или монохроматического) падают на поляризатор P и затем проходят через диафрагму F_1, находящуюся

в главной фокальной плоскости сильной чечевицы L_1. Вторая линза L_2 собирает параллельные пучки лучей, вышедшие из L_1, в своей главной фокальной плоскости F_2, где образуется изображение диафрагмы F_1. Это изображение чечевицей L_3 через анализатор A направляется на экран E или прямо к глазу.

При помощи этого прибора можно наблюдать явления поляризации в параллельных лучах, тогда кристалл ставим в F_2, или в сходящихся лучах, когда кристалл в C.

Краткий обзор явлений поляризации света позволяет высказать следующие заключения:

1. Волны света суть волны с поперечными колебаниями.

2. Эти колебания в естественном луче лежат во всевозможных плоскостях, проходящих через ось луча или через направление распространения волны.

3. В поляризованном свете колебания происходят в одной из этих плоскостей, оставаясь перпендикулярными к направлению распространения волны.

4. Поляризация света ничем принципиально не отличается от поляризации электромагнитных волн, как это явление было установлено Герцем.

B. ТЕОРИЯ ДВОЙНОГО ПРЕЛОМЛЕНИЯ

90. Теория двойного преломления, данная Френелем и основанная на представлении об упругом эфире, не может быть принята в настоящее время, но основная идея его о различных скоростях света по разным осям кристалла правильна и приводит к верным результатам.

Всякий кристалл является анизотропным телом, свойства которого — теплопроводность, электропроводность, показатель преломления, а следовательно, и скорость распространения света — различны по разным направлениям. Явления ионизации жидкостей и газов, поляризации диэлектриков, ток проводимости и смещения (II, § 21, 158 и сл.) устанавливают, что в телах находятся ионы и свободные электроны, которые взаимно находятся в полях друг друга; их взаимодействия, обусловливают свойства тел и силы, действующие в нём по разным направлениям. В анизотропном теле эти взаимодействия различны в разных направлениях.

Пусть напряжённость электрического поля — в некоторой точке кристалла E, а её слагаемые по осям координат E_x, E_y, E_z, тогда:

$$E^2 = E_x^2 + E_y^2 + E_z^2. \tag{а}$$

В анизотропных средах связь между напряжённостью E и индукцией (смещением) D более сложная, чем в изотропных, где эти величины можно считать пропорциональными друг другу. Однако и в анизотропных средах всегда можно выбрать такую систему прямоугольных декартовых координат, чтобы вдоль осей X, Y, Z выполнялись равенства

$$D_x = \varepsilon_x E_x, \quad D_y = \varepsilon_y E_y, \quad D_z = \varepsilon_z E_z, \tag{б}$$

причём в общем случае ε_x, ε_y, ε_z диэлектрические постоянные в направлениях осей выбранной системы координат не равны друг другу. Отсюда, в частности, следует, что в анизотропных средах направления векторов

$\vec{E}$ и $\vec{D}$ не совпадают. В силу соотношений (б) можно равенство (а) переписать в виде:

$$E^2 = \frac{D_x^2}{\varepsilon_x^2} + \frac{D_y^2}{\varepsilon_y^2} + \frac{D_z^2}{\varepsilon_z^2}.$$

Введём обозначения:

$$\frac{D_x}{E} = x; \quad \frac{D_y}{E} = y; \quad \frac{D_z}{E} = z.$$

Тогда предыдущее уравнение перепишем так

$$\frac{x^2}{\varepsilon_x^2} + \frac{y^2}{\varepsilon_y^2} + \frac{z^2}{\varepsilon_z^2} = 1; \qquad (1)$$

получили уравнение трёхосного эллипсоида диэлектрических постоянных.

Следовательно, диэлектрическая постоянная в каждой точке анизотропной среды имеет бесчисленное множество значений: в общем случае эти значения различны в различных направлениях. Выбранная нами система координат обладает той особенностью, что вдоль одной из её осей диэлектрическая постоянная имеет максимальное значение, вдоль другой — минимальное.

Так как согласно закону Максвелла: $v = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon\mu}}$, то при $\mu = 1$ скорость распространения электромагнитной волны определяется диэлектрической постоянной: поэтому в анизотропных средах скорость распространения света в разных направлениях должна иметь разные значения.

Этот эллипсоид имеет вполне определённый физический смысл. Примем некоторую точку в кристалле O (рис. 208) за центр и построим эллипсоид с осями, соответственно равными диэлектрическим постоянным в трёх направлениях анизотропной среды (ε_x, ε_y, ε_z); всякий радиус-вектор $\vec{r}$, проведённый в каком-либо направлении до поверхности эллипсоида, определит направление индукции в поле кристалла и по величине будет ей пропорционален; именно, вектор r численно равен отношению индукции в данном направлении кристалла к напряжённости поля, вызвавшей её:

$$x^2 + y^2 + z^2 = r^2;$$

$$\left(\frac{D_x}{E}\right)^2 + \left(\frac{D_y}{E}\right)^2 + \left(\frac{D_z}{E}\right)^2 = r^2;$$

$$\left(\frac{D}{E}\right)^2 = r^2; \quad \pm\frac{D}{E} = r = \varepsilon. \qquad (2)$$

Согласно (2) всякий радиус-вектор в построенном так эллипсоиде даёт значение диэлектрической постоянной в данном направлении кристалла.

91. Задолго до того, как стали возможны изложенные соображения о распространении в кристалле электромагнитной волны, Гюйгенс (1690) создал представление о двойном преломлении в исландском шпате, предложив построение некоторого эллипсоида, характеризующего это явление. Затем Френель (1821) уточнил это представление, опираясь на более богатый опытный материал, и дал следующее замечательное правило, в котором заключаются все законы, регулирующие распространение света в кристаллах:

«Для всякой кристаллической среды можно построить эллипсоид, который будет полным указателем как скоростей света, так и направлений

колебаний для всех световых волн данного периода, могущих распространяться в этом кристалле».

Если дана фазовая плоскость волны и требуется решить, с какими скоростями и при какой поляризации такая волна может распространяться внутри кристалла, то ответ будет такой:

«Проведём через центр элипсоида (рис. 209) сечение, паралельное фазовой плоскости волны P: вообще оно будет ограничено эллипсом LN. Две полуоси эллипса r_1 и r_2 дадут нам направления двух возможных колебаний в этой плоскости волны, а длины этих полуосей будут обратно пропорциональны скоростям световых волн с этими направлениями колебаний».

Из этого построения видно, что эллипсоид Френеля в сущности есть не что иное, как эллипсоид диэлектрических постоянных, к построению которого приводит изучение электрического поля в кристалле (формула 1).

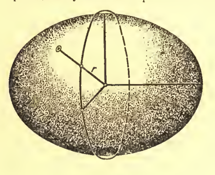


Рис. 208.

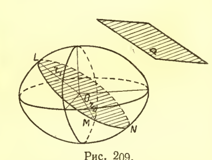


Рис. 209.

Таким образом при распространении плоской волны PP возможны двоякого вида колебания: 1) колебания по OL; луч с такими колебаниями поляризован в плоскости, проходящей через OM и перпендикулярной к OL; скорость распространения таких колебаний обратно пропорциональна r_1, 2) колебания по OM; плоскость поляризации проходит через OL; скорость обратно пропорциональна r_2.

Но на основании формулы (2) имеем:

$$r_1 = \varepsilon_1; \qquad r_2 = \varepsilon_2;$$

между диэлектрической постоянной среды и её показателем преломления существует соотношение (§ 89):

$$\varepsilon = n^2;$$

поэтому:

$$n = \frac{c}{v}; \qquad \varepsilon = \frac{c^2}{v^2};$$

$$r_1 = \frac{c^2}{v_1^2}; \qquad r_2 = \frac{c^2}{v_2^2};$$

отсюда:

$$v_1 = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon_1}} = \frac{c}{\sqrt{r_1}}; \qquad v_2 = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon_2}} = \frac{c}{\sqrt{r_2}}. \tag{3}$$

Так как в направлениях осей r_1 и r_2 скорости v_1 и v_2 различны, то должны быть различными и показатели преломления света в этих направлениях.

$$n_1 = \frac{c}{v_1} = \sqrt{r_1} = \sqrt{\varepsilon_1}; \quad n_2 = \sqrt{\varepsilon_2}. \tag{4}$$

92. Теория эллипсоида диэлектрических постоянных или эллипсоида Френеля приводит к следующим заключениям:

1) вследствие анизотропии кристалла, определяемой различием диэлектрических постоянных по разным направлениям, луч света в нём даёт начало двум волнам, распространяющимся с различными скоростями v_1 и v_2;

2) эти скорости определяются диэлектрическими постоянными ε_1 и ε_2 в направлениях двух осей эллипса сечения r_1 и r_2, плоскость которого параллельна падающей волне; обе эти волны обладают разными показателями преломления, равными соответственно $\sqrt{\varepsilon_1}$ и $\sqrt{\varepsilon_2}$.

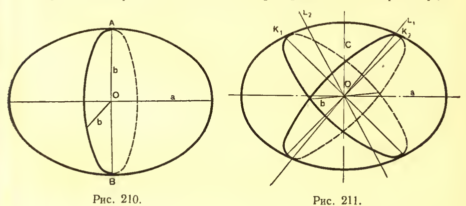


Рис. 210. Рис. 211.

Так разъясняется явление двойного преломления с точки зрения электромагнитной теории.

Для построения эллипсоида Френеля нужно измерить главные показатели преломления по направлениям осей кристалла a, b, c; зная n_a, n_b, n_c, по формулам (4) и (3) определим оси эллипсоида Френеля, что даёт возможность его построения.

Заметим, что эллипсоид Френеля, строго говоря, надо строить для данного монохроматического света, поскольку оси его зависят от скорости, света, а значит, и от длин его волн.

Если $b = c$, имеем эллипсоид вращения, в котором a есть ось симметрии (рис. 210); соответствующий кристалл называется одноосным: кварц, исландский шпат, турмалин и др.; волна в таком кристалле имеет две скорости и два показателя преломления (линия D, $t = 18^\circ$ C):

Кварц	— $n_0 = 1{,}54426$;	$n_e = 1{,}55337$;
Исландский шпат	— $n_0 = 1{,}65835$;	$n_e = 1{,}48639$;
Турмалин	— $n_0 = 1{,}637$;	$n_e = 1{,}619$.

По этим данным вычисляем a, b, ε_x, ε_y.

Если же волна распространяется по направлению оси a, т. е. параллельно круговому сечению AB, то она имеет в кристалле одну скорость, двойного преломления не происходит. Это направление в кристалле, по которому нет двойного преломления, называется оптической осью кристалла; направление её может быть определено именно по исчезновению двойного преломления (§ 88).

Если эллипсоид Френеля для данного кристалла имеет три разные оси a, b, c, то такие кристаллы называются двуосными (гипс, слюда, медный купорос). В таких эллипсоидах (рис. 211), как известно, существуют два круговых сечения K_1 и K_2; если $a > b > c$, то радиус этих кругов равен b. Волна, распространяющаяся параллельно одной из плоскостей этих круговых сечений, может иметь одну только скорость и потому в направлениях OL_1 и OL_2, перпендикулярных к плоскостям сечений K_1 и K_2, нет двойного преломления.

Эти направления OL_1 и OL_2 называются оптическими осями двуосного кристалла. Определив направления, в которых лучи не имеют двойного преломления, находим направление оптических осей кристалла.

Г. ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ЛУЧЕЙ

1. Эллиптическая, прямолинейная и круговая поляризация

93. Лучи, возникающие в результате двойного преломления в кристалле, поляризованы во взаимно перпендикулярных плоскостях, колебания их взаимно перпендикулярны и потому они неспо-

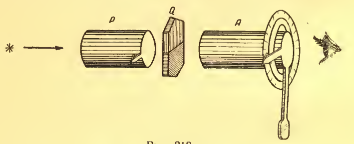


Рис. 212.

собны интерферировать (рис. 199). Однако при помощи надлежащего расположения анализатора и поляризатора можно колебания их компонентов свести к одной прямой и, таким образом, наблюдать интерференцию поляризованных лучей. Прежде чем перейти к теории этого явления, рассмотрим несколько предварительных замечаний.

1. Пусть луч, поляризованный в P (рис. 212), падает на тонкую кристаллическую пластинку Q и терпит в ней двойное преломление. Напомним, что пластинка Q должна быть при этом так вырезана, чтобы луч шёл не по направлению её оптической оси; как известно, в последнем случае не будет двойного преломления.

Если пластинка Q достаточно тонкая и луч на неё падает монохроматический, то лучи обыкновенный S_1 и необыкновенный S_2 идут почти по одной прямой (рис. 213) и колебания их складываются. Так как: 1) эти колебания взаимно перпендикулярны; 2) обладают разностью фаз, ибо лучи в кристалле шли с разными скоростями v_0 и v_e, то мы имеем наи-

более общий случай сложения перпендикулярных колебаний (I, § 121), в результате которого возникают колебания по эллипсу. Таким образом, из кристалла вышел эллиптически поляризованный луч; в нём траектории колебаний не прямые, а эллипсы, плоскости которых перпендикулярны к направлению распространения луча.

Заметим, что если бы на Q упал луч естественный, неполяризованный, то и вышел бы из него луч неполяризованный, естественный: всевозможные направления слагаемых колебаний в естественном

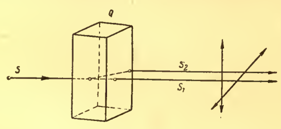


Рис. 213.

луче дадут всевозможные направления осей эллипсов в луче, выходящем из кристалла. Таково более общее представление о естественном луче.

2. В кристалле Q оба луча—обыкновенный и необыкновенный—идут с разными скоростями v_0 и v_e (§ 91) и, следовательно, с разными показателями преломления n_0 и n_e, поэтому при выходе из кристалла эти лучи приобретут разность хода и разность фаз. Определим эти величины.

Если толщина пластинки d, то оптические пути в кристалле лучей обыкновенного l_0 и необыкновенного l_e выразятся так (§ 47):

$$l_0 = n_0 d; \qquad l_e = n_e d,$$

где:

$$n_0 = \frac{c}{v_0}; \qquad n_e = \frac{c}{v_e};$$

поэтому искомая разность хода ξ:

$$\xi = l_0 - l_e = d(n_0 - n_e). \tag{5}$$

Для определения разности фаз δ имеем пропорцию (I, § 120):

$$\frac{\delta}{2\pi} = \frac{\xi}{\lambda};$$

отсюда:

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda}\xi = \frac{2\pi d}{\lambda}(n_0 - n_e). \tag{6}$$

Как видно из формул (5) и (6), разности хода и фаз зависят от толщины пластинки кристалла d. При помощи при-

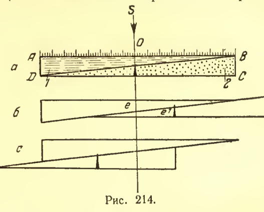


Рис. 214.

бора, называемого компенсатором Бабине, можно поляризованным лучам придать любую разность фаз. Этот прибор (рис. 214) состоит из двух тонких клинообразных кварцевых призм; одна из них ABD неподвижна, другую BCD при помощи микрометрического винта M (рис. 215) можно сдвигать вдоль первой; при этом изменяется толщина кристалла d, проходимая лучом, и, следовательно, изменяются разности ξ и δ; на неподвижной призме нанесена шкала, подвижная имеет указатель, по положению которого отсчитываем толщину d.

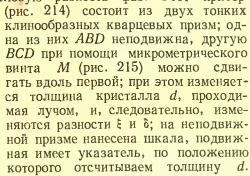


Рис. 215.

94 Пусть имеем пластинку кристалла такой толщины, что она обусловливает разность фаз $\delta = \pm \frac{\pi}{2}$; такая разность фаз соответствует разности хода ξ в четверть волны:

$$\xi = \frac{\delta\lambda}{2\pi} = \frac{\lambda}{4};$$

толщина этой пластинки определится из уравнения (6):

$$\frac{\pi}{2} = \frac{2\pi d}{\lambda}(n_0 - n_e);$$

$$d = \frac{\lambda}{4} \cdot \frac{1}{n_0 - n_e}.$$

Такая пластинка называется пластинкой «четверть волны».

Если главное сечение такой пластинки наклонено к плоскости поляризации вступившего в неё луча под углом α (§ 88, рис. 203), то амплитуды обыкновенного и необыкновенного лучей $A_1 = A\cos\alpha$ и $A_2 = A\sin\alpha$ пропорциональны осям эллипса того колебания, которое возникает в результате сложения этих лучей. Этот эллиптически поляризованный луч при $\alpha = 45°$:

$$\cos\alpha = \sin\alpha = \frac{\sqrt{2}}{2}, \quad A_1 = A_2$$

обращается в поляризованный по кругу (I, § 121), или в круговой луч, именно, левый круговой при $\delta = +\frac{\pi}{2}$ и правый круговой при $\delta = -\frac{\pi}{2}$.

Если этот круговой луч вновь пропустить через пластинку «четверть волны», то добавится новая разность фаз $\pm\frac{\pi}{2}$; разность фаз становится π, разность хода $\frac{\lambda}{2}$; такая составная пластинка называется пластинкой «полволны». Известно (I, § 121, 122), что такие взаимно перпендикулярные колебания при разности фаз $\delta = 0$ или $\delta = \pi$ дают при сложении колебания по прямой. Луч из второй «четверть волны» выходит прямолинейно поляризованным в азимуте $\pm 45°$. Конечно, тех же результатов можно добиться, взяв (например, при помощи компенсатора) сразу разность фаз $\delta = \pm\left(\text{разность хода } \frac{\lambda}{2}\right)$.

Таким образом, пластинки «четверть волны» служат для преобразования поляризации эллиптической или круговой в прямолинейную.

Пластинка «четверть волны» обычно вырезывается из слюды или гипса, толщина её в случае слюды около 0,032 *мм*.

Если на кристаллическую пластинку падает не монохроматический (как мы пока предполагали), а белый поляризованный свет, то явление усложняется и приобретает характер цветной поляризации.

2. Ход лучей в поляриметре

95. Для того чтобы произошла интерференция прямолейно поляризованных лучей, необходимо свести их колебания к одной плоскости; эту задачу выполняет анализатор.

Направим параллельные лучи белого света через поляризатор *P* (рис. 212) на тонкую пластинку двупреломляющего кристалла *Q*; затем оба луча проходят через анализатор *Ан*; результат

наблюдаем или непосредственно глазом, или проектируем на экран. Оказывается, что ни при каком положении P и $Ан$ луч не гаснет вполне, но проходит цветным, причём в случае параллельных лучей всё поле окрашено в один цвет. Объяснение этого явления заключается в формулах 5 и 6, согласно которым разность хода ξ и разность фаз δ зависят не только от толщины пластинки d, но и от длины волны λ.

Кроме того, описанное выше явление, несомненно, устанавливает тот факт, что после выхода из анализатора $Ан$ происходит интерференция обыкновенного и необыкновенного лучей; следовательно, анализатор свёл их колебания в одну плоскость. Как это произошло?

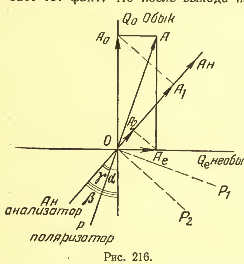


Рис. 216.

1. Представляем себе, что параллельный пучок лучей белого света распространяется перпендикулярно к плоскости чертежа 216. Из поляризатора P он выходит поляризованным в плоскости P_1, так что колебания в нём направлены по P и имеют амплитуду A.

2. Затем эти лучи падают нормально на кристаллическую пластинку Q, которая двоит луч (рис. 213), возникает луч обыкновенный с амплитудой A_0 и необыкновенный с амплитудой A_e (рис. 216).

$$A_0 = A\cos\alpha; \quad A_e = A\sin\alpha.$$

3. Эти лучи направляются далее в анализатор $Ан$, плоскость поляризации которого P_2; поэтому через анализатор пройдут лишь те колебания, которые направлены в его плоскости колебаний $Ан$; амплитуды колебаний в этой плоскости выразятся так (рис. 216):

$$A_1 = A_0\cos\beta = A\cos\alpha\cos\beta; \quad A_2 = A_e\sin\beta = A\sin\alpha\cdot\sin\beta;$$

колебания этих компонентов происходят по одной прямой $OАн$ и способны интерферировать.

4. Разность фаз δ и разность хода ξ, которую получили лучи в кристалле, сохраняется в колебаниях, которые прошли через анализатор; поэтому A_A — амплитуда сложного колебания в луче, вышедшем из анализатора $Ан$, будет иметь значение (I § 123,

формула 12):

$$A_A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2\cos\frac{2\pi\xi}{\lambda},$$

или:

$$A_A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2\cos\delta.$$

Преобразуем эту формулу:

$$\cos\delta = 1 - 2\sin^2\frac{\delta}{2};$$

$$A_A^2 = (A_1 + A_2)^2 - 4A_1A_2\sin^2\frac{\delta}{2}.$$

Введём угол $\gamma = \beta - \alpha$ (рис. 216):

$$A_1 + A_2 = A\cos\gamma; \qquad 4A_1A_2 = A^2\sin 2\alpha\cdot\sin 2\beta;$$

$$A_A^2 = A^2\cos^2\gamma - \sin 2\alpha\cdot\sin 2\beta\cdot A^2\sin^2\frac{\delta}{2}. \qquad (7)$$

В этом соотношении связаны амплитуды колебаний A — вышедших из поляризатора и A_A — вышедших из анализатора.

Рассмотрим состав этого соотношения.

Если падающий на поляризатор луч белый, то за меру его интенсивности после выхода из поляризатора можно принять $I_p = A^2$, но после выхода из анализатора $I = \Sigma A_A^2$, где A'_A, A''_A, A'''_A ... суть амплитуды различных цветных лучей, на которые разложился белый луч после прохода через кристалл. Итак:

$$I = \Sigma A^2\cos^2\gamma - \sin 2\alpha\cdot\sin 2\beta\ \Sigma A^2\sin^2\frac{\delta}{2}. \qquad (8)$$

1) Первый член;

$$\Sigma A^2\cos^2\gamma = \cos^2\gamma\ \Sigma A^2$$

входит в выражение интенсивности I вышедших из анализатора лучей как интенсивность ослабленного белого луча ($\cos\gamma < 1$), т. е. как интенсивность компоненты падающего на анализатор белого луча.

2) Второй член

$$\sin 2\alpha\cdot\sin 2\beta\,\Sigma A^2\sin^2\frac{\delta}{2}$$

зависит от δ:

$$\delta = \frac{2\pi d}{\lambda}(n_0 - n_e),$$

т. е. зависит от толщины пластинки кристалла d и от длины волны λ, следовательно, от этого члена зависит цветность поляризованного луча.

3. Цветная поляризация

96. Изучим характер этой зависимости и условия возникновения цветной (хроматической) поляризации.

1. Если $\sin 2\alpha \cdot \sin 2\beta = 0$, то луч выходит белый, разной интенсивности в зависимости от положения николей. Именно, если это условие выполняется, плоскость колебаний P или $Aн$ совпадает с плоскостью колебаний Q_0 или Q_e, т. е. с плоскостями колебаний обыкновенного или необыкновенного лучей (рис. 216); тогда $A_0 = A$, или $A_e = A$, двойного преломления нет. Если при этом ещё $\gamma = 90°$, то и первый член $\cos^2 \gamma \Sigma A^2$ обращается в нуль, луч не проходит (николи P и $Aн$ перекрещены, рис. 212).

2. Если $\sin 2\alpha \cdot \sin 2\beta < 0$, то второй член формулы (8) определит цветность того света, который прибавится к белому (первый член): цвет этих лучей будет зависеть от δ, стало быть — от толщины пластинки d.

Если толщина пластинки повсюду одинакова, то окраска получается монохроматическая.

3. Если $\sin 2\alpha \cdot \sin 2\beta > 0$, то окраска при предыдущих условиях будет тоже монохроматическая, но цвет её дополнительный тому, который был при условии $\sin 2\alpha \cdot \sin 2\beta < 0$; лучи той цветности, которые прибавлялись к белому свету, теперь от него отнимаются.

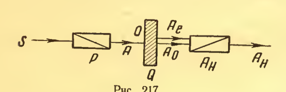


Рис. 217.

4. Если $\sin 2\alpha \cdot \sin 2\beta = 1$, т. е. если α и β равны $\pm 45°$ или $\pm 135°$, то сечения николей P и $Aн$ либо совпадают, либо перекрещены и симметричны по отношению к сечениям кристалла Q_0 и Q_e. При этом второй член формулы (8) имеет наибольшее (положительное или отрицательное) значение, окраски взаимно дополнительных цветов будут наиболее ярки.

97. До сих пор мы полагали, что лучи падают на кристаллическую пластинку параллельным пучком (§ 101). Рассмотрим случай, когда на пластинку Q падает с х о д я щ и й с я пучок лучей (рис. 207).

Пусть ось конуса сходящихся лучей SO перпендикулярна к пластинке кристалла Q и пересекает её в точке O (рис. 217). В любой точке O кристалла возникнут колебания обыкновенного и необыкновенного лучей по направлениям A_0 и A_e, параллельным Q_0 и Q_e, где Q_e, как и раньше, — направление главного сечения. Сложение этих колебаний с разностью фаз δ даст по направлению A_A, параллельному главному сечению анализатора $OAн$ (рис. 216) колебания, которые будут пропущены анализатором и обусловят наблюдаемый результат.

Из этого построения ясно, что весь ход рассуждения по отношению к любой точке кристалла O тождествен с приведённым в § 93,95 выводом относительно лучей параллельных; поэтому в этом случае сходящихся лучей интенсивность луча A_A, выходящего из прибора, определится по той же формуле (8), которая была выведена для лучей параллельных.

Приходим к следующим заключениям:

1. Луч из прибора выходит вообще цветной, но немонохроматический: второй член формулы (8) зависит от δ и, следовательно, от толщины d, или от длины хода луча в кристалле; но д л и н а э т а для лучей разного наклона в с х о д я щ е м с я пучке будет различна (рис 18): $OO_1 = \dfrac{d}{\cos r}$ и зависит от угла, под которым луч падает на кристалл.

2. Если взять точки $S_1, S_2, S_3 \ldots$ на одной и той же окружности, с центром в O, то, предполагая толщину пластинки везде одинаковой, для всех

этих точек длина пути луча в кристалле d будет одна и та же, и потому возникнет монохроматическое кольцо.

То же самое скажем и о всяком другом кольце, расположенном на другом расстоянии от O, цветность его будет другая; вообще условия для монохроматического кольца:

$$\delta = \text{constans}, \quad \text{или:} \quad d = \text{constans}.$$

3. Между цветными кольцами будут белые и чёрные кольца; условие для колец без окраски (формула 8):

$$\sin 2\alpha \cdot \sin 2\beta = 0.$$

4. Николи (поляризатор и анализатор) перекрещены: $\gamma = \frac{\pi}{2}$ (рис. 204, 216).

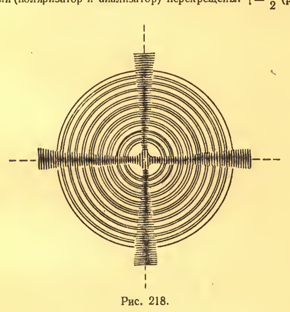


Рис. 218.

Первый член формулы (8) нуль и мера интенсивности цветных колец даётся выражением:

$$I = \sin^2 2\alpha \quad \Sigma A^2 \sin^2 \frac{\delta}{2},$$

так как $\beta = \gamma + \alpha = 90° + \alpha$.

Каковы бы ни были λ, δ и d при условии $\alpha = 0$, или $\alpha = \frac{\pi}{2}$ интенсивность $I = 0$. Это значит, что в этих азимутах (рис. 212) все точки диаметров OP и OA, которые при $\gamma = \frac{\pi}{2}$ и $d = 0$ взаимно перпендикулярны и направлены по Q_0 и Q_e, будут чёрные; именно, слагаемая $A_e = 0$, а A_0 — погашена анализатором. Получается замечательная картина: цветные монохроматические кольца пересечены чёрным крестом (рис. 218).

5. Если свет, падающий на кристалл, —монохроматический, то кольца, пересекаемые чёрным крестом, попеременно тёмные и цветные, причём цвет колец определит λ падающего света:

в) Расположение тёмных колец даётся условием:

$$\sin^2\frac{\delta}{2}=0, \quad \text{или} \quad \sin^2\frac{2\pi\xi}{\lambda}=0;$$

оно удовлетворяется при $\xi=2n\frac{\lambda}{2}$, т. е. тёмные кольца появляются в поле анализатора при:

$$\xi=2\frac{\lambda}{2}, \quad 4\frac{\lambda}{2}, \quad 6\frac{\lambda}{2}\ldots, \text{ вообще при } \xi=n\lambda.$$

б) Расположение светлых колец данной цветности подчинено условию:

$$\sin^2\frac{2\pi\xi}{\lambda}=1,$$

которое удовлетворяется при $\xi=(2n+1)\frac{\lambda}{2}$; интенсивность светв этих колец:

$$I=\sin^2 2\alpha\,\Sigma A^2$$

различна при разных α, а при $\alpha=0$ или $\alpha=\frac{\pi}{2}$ обращается в нуль—при всяком ξ появляется чёрный крест.

6. Николи (поляризатор и анализатор) параллельны (рис. 212, 216): $\gamma=0$, $\cos\gamma=1$; интенсивность луча определяется формулой:

$$I=\Sigma A^2-\sin^2 2\alpha\;\Sigma A^2\sin^2\frac{\delta}{2}.$$

Для всяких δ и λ при $\alpha=0$ или $\alpha=\frac{\pi}{2}$ яркость $I=\Sigma A^2$; цветные кольца пересечены белым крестом; цветность колец дополнительна к той, которая была в предыдущем случае при $\gamma=\frac{\pi}{2}$.

Соображения, аналогичные только что рассмотренным, приводят к выводу:

а) Для появления тёмных колец (наименьшая яркость) имеем условие:

$$\sin^2\frac{\delta}{2}=\sin^2\frac{2\pi\xi}{\lambda}=1,$$

которое удовлетворяется при $\xi=(2n+1)\frac{\lambda}{2}$; поэтому эти кольца появятся при следующих значениях разности хода:

$$\xi=\frac{\lambda}{2}, \quad 3\frac{\lambda}{2}, \quad 5\frac{\lambda}{2}\ldots$$

б) Светлые монохроматические кольца появятся при условии:

$$\xi=2n\frac{\lambda}{2}=n\lambda.$$

В кристаллах двуосных все явления поляризации имеют гораздо более сложный характер и весьма громоздкую теорию.

Все теоретические выводы, изложенные на предыдущих страницах, соответствуют наблюдениям, которые можно воспроизвести при помощи поляризационного прибора (рис. 206, 207), наблюдая их или субъективно—глазом при анализаторе (рис. 212), или в проекции на экран.

III. ВРАЩЕНИЕ ПЛОСКОСТИ ПОЛЯРИЗАЦИИ

А. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИЗУЧЕНИЕ ЯВЛЕНИЯ

98. Было уже упомянуто (§ 89), что кристаллическая пластинка, введённая между поляризатором *P* и анализатором *Ан* (рис. 212), вращает плоскость поляризации. Ввиду теоретической и технической важности этого явления следует рассмотреть его более подробно.

Если между перекрещенными николями (рис. 204) (поле тёмное) ввести пластинку кварца, вырезанную перпендикулярно оптической оси, то поле освещается, причём: а) если свет монохроматический, то и окраска поля монохроматическая: надлежащим поворотом анализатора (налево или направо) можно вновь совершенно погасить свет; б) если свет белый, возникает окрашенное поле; при вращении анализатора изменяются цвета окраски, но совершенно не гаснут. Заметим, что луч в кварце идёт параллельно оптической оси и не даёт двойного преломления.

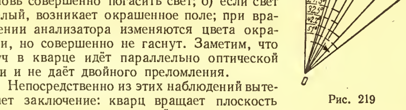


Рис. 219

Непосредственно из этих наблюдений вытекает заключение: кварц вращает плоскость поляризации луча; правый кварц вращает направо, если смотреть на выходящий из анализатора луч, левый кварц вращает налево (против стрелки часов).

Это явление было открыто Араго (1811), затем было подробно исследовано Био и Френелем, который дал его теорию.

Законы этого вращения:

1. Угол вращения пропорционален толщине кристаллической пластинки.

2. Углы вращения складываются алгебраически; поэтому две одинаковые пластинки правого и левого вращения, расположенные друг за другом на пути луча, уничтожают вращение, плоскость поляризации не поворачивается.

3. Угол вращения зависит от длины волны (или от периода колебаний), т. е. вращение плоскости поляризации для лучей разной цветности различно. Если белый, поляризованный в плоскости *OP* луч падает перпендикулярно в точке *O* (рис. 219), то плоскости поляризации лучей спектра образуют как бы целый веер плоскостей

поляризации. Так, плоскость поляризации красного луча, соответствующего фраунгоферовой линии B, вращается на 15°,3 и займёт положение OB; плоскость поляризации фиолетового луча (фраунгоферова линия H) вращается на 51° и занимает положение OH; между ними располагаются плоскости поляризации остальных лучей.

Отсюда ясно, что анализатор при любом его положении может погасить лишь определённый луч, например жёлтый, если плоскость поляризации анализатора перпендикулярна к плоскости OD; поэтому при освещении поляризатора белым светом ни при каком положении анализатора не получаем совершенно тёмного поля; при любом азимуте анализатора поле освещено лучами дополнительной цветности к тем, которые погашены.

Среди этих дополнительных окрасок замечателен серо-фиолетовый оттенок, который возникает, когда погашена наиболее яркая жёлто-зелёная часть спектра. При малейшем вращении анализатора этот оттенок резко переходит или в красный, или в синий цвет. Поэтому он называется чувствительным оттенком; если мы его получили, то самое слабое изменение свойств вращающего вещества ведёт к изменению окраски и появлению или красного, или синего поля. Для пластинки кварца в 1 *мм* толщины чувствительный оттенок возникает при азимуте анализатора в 24°, значит, при 3,75 *мм* толщины азимут анализатора равен 90°, т. е. чувствительный оттенок имеем при перекрещенных николях.

Исследования показали, что, кроме кварца, активными является множество других тел, которые обладают способностью вращать плоскость поляризации.

Таковы аметист, киноварь (HgS) (дает сильное вращение: слой 1 *мм* толщины вызывает поворот на 270° при температуре 22° С); двойные сериокислые соли калия и натрия и др., многие жидкости, растворы и пары; так, направо вращают тростниковый сахар, крахмал, правая винная кислота, правое терпентинное масло, камфора и т. д., налево—левулоза, левая винная кислота, альбумины, хинин и т. д.

99. Био из своих многочисленных исследований вывел, что угол вращения α жидкости или пара пропорционален числу частиц вращающего вещества, попадающихся на пути луча, следовательно, при прочих равных условиях—толщине слоя d и плотности D:

$$\alpha = \rho D d.$$

Коэффициент:

$$\rho = \frac{\alpha}{Dd} \qquad (1)$$

называется удельной вращающей способностью. Особенно замечательно, что при растворе активного в смысле вращения вещества (например, сахара) в неактивной жидкости (например, в воде) угол вращения пропорционален только количеству этого вещества в единице объёма раствора, т. е. пропорционален концентрации раствора Δ:

$$\alpha = \rho\, Dd \cdot \Delta;$$

отсюда для раствора:

$$\rho = \frac{\alpha}{Dd \cdot \Delta}.$$

Наоборот, наблюдая вращение плоскости поляризации раствора и зная удельную вращательную способность растворённого вещества ρ, можно вычислить Δ—количество растворённого вещества в единице объёма раствора.

Эти измерения играют важную роль во многих вопросах физической химии и физиологии. В частности, широкое применение имеет в медицинской и заводской практике сахариметрия—определение процентного содержания сахара в растворах. Многочисленные приборы, построенные для целей технической сахариметрии, в принципе имеют вид обычного поляриметра (рис. 206); F—монохроматический источник; между двумя перекрещенными николями P и A вводится трубка S, наполненная исследуемым раствором; происходит вращение плоскости поляризации, поле освещается; вращают анализатор, пока свет не исчезнет в поле; угол поворота отсчитывается на лимбе.

Б. ТЕОРИЯ ФРЕНЕЛЯ

100. Френель дал теорию явлений вращения плоскости поляризации.

Изучение сложения взаимно перпендикулярных колебаний приводит к следующим положениям (I, § 121, 122):

1. Два взаимно перпендикулярных колебания с разностью фаз $\delta = \frac{\pi}{2}$, или $\delta = \frac{3}{2}\pi$ с равными амплитудами и периодами, слагаясь, дают в результате круговое колебание с тем же периодом и амплитудой.

2. Два круговых движения с одним и тем же периодом T и с одной и той же амплитудой A—одно левое, а другое правое—слагаются в одно гармоническое колебание по одному из диаметров с тем же периодом T, но с двойной амплитудой $2A$.

3. Если периоды двух слагаемых круговых движений—левого и правого—немного отличаются друг от друга, то диаметр, по которому происходит результирующее колебание, вращается в сторону более быстрого движения.

Френель представил себе, что в луче, прямолинейно поляризованном, т. е. в составленном из двух круговых (правого и левого), при вступлении во вращающую среду (например, в кварц) происходит нарушение равенства скоростей правого и левого вращений. Такой луч во вращающей среде разложится на два круговых, из которых одно (положим, правое) имеет бо́льшую скорость вращения, чем другое. Пройдя вращающий слой, эти лучи опять имеют одну и ту же скорость вращения и сложатся в один прямолинейно-поляризованный луч, но плоскость, в которой происходят колебания в этом луче, а значит, и плоскость его поляризации будет повёрнута (положим, направо) на некоторый угол от плоскости поляризации луча до вращающей среды.

Произведём расчёт угла вращения. Пусть в кварце скорость вдоль оси правого луча v_1, левого v_2, причём $v_1 > v_2$; следовательно, длина волны правого колебания $\lambda_1 = v_1 T$, левого $\lambda_2 = v_2 T$. Это значит, что на расстоянии $v_1 T$ от поверхности кристалла фаза правого колебания изменится на 2π, а в левом колебании она изменится на 2π на расстоянии $v_2 T$ от поверхности кристалла.

Тогда разность:

$$\frac{2\pi}{v_2 T} - \frac{2\pi}{v_1 T}$$

определит разность фаз правого и левого колебаний, которая возникла на единице длины пути в кристалле; если толщина пластинки кристалла d, то за всё время, в течение которого лучи идут внутри кристалла, у них образуется разность фаз:

$$\delta = \frac{2\pi d}{T}\left[\frac{1}{v_2} - \frac{1}{v_1}\right]. \qquad \text{(a)}$$

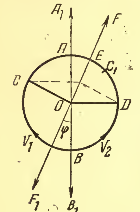


Рис. 220.

Геометрически это представится так. Пусть волна, падающая на кристалл, имеет амплитуду A_1O, колебания в этом поляризованном луче направлены по A_1OB_1 (рис. 220). При входе в кристалл это прямолинейное колебание разлагается на два круговых — правое и левое — с амплитудой OA (I, § 122), которые, распространяясь по оси кристалла со скоростями v_1 и v_2 ($v_1 > v_2$), к моменту выхода из кристалла имеют разность фаз δ по формуле (a).

Это значит, что если в этот момент праворащающийся вектор занимает положение OC, определяемое фазой $ADBC$, то леворащающийся вектор в этот же момент занимает положение OD, определяемое фазой $ACBD$, причём по условию $ADBC > ACBD$; следовательно, разность фаз δ выразится так:

$$\delta = ADBC - ACBD = \smile DA - \smile CA = \smile DA - \smile DC_1 = \smile C_1A.$$

Итак, по формуле (a) имеем:

$$\delta = \frac{2\pi d}{T}\left[\frac{1}{v_2} - \frac{1}{v_1}\right] = C_1A;$$

образовавшаяся разность фаз численно равна дуге $\smile C_1A$.

При выходе из кристалла эти два круговых колебания вновь складываются в прямолинейное; результат сложения определит направление прямолинейного колебания, именно, $FEOF_1$, причём точка E делит пополам дугу CAC_1D, а следовательно, и дугу $C_1A = \delta$.

Итак, направление колебаний FF_1 луча, вышедшего из кристалла, составляет с направлением колебаний луча, падающего на кристалл A_1B_1, угол AOE; следовательно, и плоскости поляризации этих лучей образуют между собой тот же угол.

За меру этого вращения плоскости поляризации в сторону более быстрого движения принимаем угол AOE или соответствующую ему дугу $AE = \varphi$:

$$\smile AE = \frac{1}{2}\delta = \frac{\pi d}{T}\left[\frac{1}{v_2} - \frac{1}{v_1}\right] = \varphi. \qquad (2)$$

Таким образом, теория Френеля даёт правильную картину явления вращения плоскости поляризации и приводит к выражению, позволяющему количественно оценить ожидаемое вращение. Для того чтобы было возможно вычислять вращение по предыдущей формуле, надо знать величины T, v_1, v_2; понятие о вычислении этих величин может дать учёт тех электромагнитных сил, которые своими действиями внутри кристалла или вообще вращающего тела обусловливают наблюдаемые явления.

Формулу (2) можно преобразить:

$$\varphi = \frac{\pi d}{T}\left[\frac{1}{v_2} - \frac{1}{v_1}\right] = \frac{\pi dc}{cT}\left[\frac{1}{v_2} - \frac{1}{v_1}\right] =$$

$$= \frac{\pi d}{\lambda}\left[\frac{c}{v_2} - \frac{c}{v_1}\right] = \frac{\pi d}{\lambda}[n_2 - n_1]; \qquad (2')$$

угол поворота плоскости поляризации выражен в функции показателей преломления круговых лучей, а значит, и в функции их длин волн. Эта зависимость определяет те явления, которые наблюдались при вращении плоскостей поляризации монохроматического и белого света.

IV. МАГНИТООПТИКА И ЭЛЕКТРООПТИКА

А. ЯВЛЕНИЯ ФАРАДЕЯ И ЗЕЕМАНА

101. В 1845 г. Фарадей обнаружил, что и неактивные прозрачные и полупрозрачные тела вращают плоскость поляризации, находясь в магнитном поле.

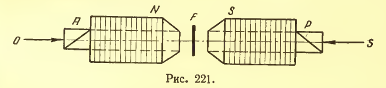


Рис. 221.

Вращение имеет наибольшее значение, когда поляризованный луч идёт по направлению магнитного поля — по силовым линиям или против силовых линий. Для обнаружения этого явления исследуемое тело F (например, пластинку стекла, рис. 221) помещаем между полюсами электромагнита NS, сердечники которого просверлены насквозь; перед отверстиями сердечников помещаются

николи P и A. Если николи перекрещены и магнитного поля нет, то луч SO погашен, поле зрения в O тёмное. Но как только появляется вдоль луча магнитное поле, в O появляется свет и, чтобы погасить луч, путь которого лежит через поле, надо анализатор A повернуть на некоторый угол φ.

Верде и А. Беккерель установили зависимость угла вращения φ от обстоятельств опыта:

$$\varphi = \rho H d \cos\alpha;$$

здесь H — напряжённость магнитного поля, d — толщина слоя вещества, пронизываемого лучом, α — угол между линиями поля и направлением пучка лучей; ρ — магнитная вращательная способность исследуемого вещества. Кроме того, вращательная способность различна для волн разной длины; φ приблизительно обратно пропорционально квадрату длины волны.

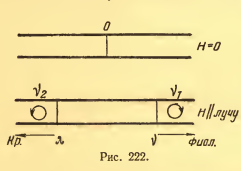


Рис. 222.

Фарадей, открывший это явление, называл его «намагничением света», он утверждал, что раз магнитное поле действует на лучи света, тем более оно должно влиять на самый источник света.

Если предположить, что всякая спектральная линия соответствует некоторому электронному процессу в атоме, то помещение источника света в магнитное поле должно изменить частоту этого колебательного процесса, что внешне выразится смещением спектральной линии к красному или фиолетовому концу спектра.

Фарадей помещал пламя натрия между полюсами магнита и тщательно искал смещения полосы D в спектре натрия. Но ему не удалось заметить искомого смещения вследствие недостаточной силы магнитного поля и особенно вследствие недостаточности его спектральных средств. Лишь в 1896 г. явление, которое пытался обнаружить Фарадей, было открыто голландским физиком Зееманом. Он помещал пламя горелки Бунзена с натрием между полюсами сильного электромагнита (40 000—50 000 эрстед, II, рис. 276) и наблюдал спектр паров натрия при помощи дифракционной решётки; при наблюдении лучей, параллельных полю (как в опыте Фарадея), Зееман обнаружил раздвоение линии D натрия (рис. 222) в магнитном поле (1896).

Дальнейшие опыты самого Зеемана и многочисленных его последователей усовершенствовали этот метод; в качестве источника света пользовались искровым разрядом и разрядами в трубках

Плюккера (рис. 222а) специальной формы и прибегали к сильнейшим интерферометрам Фабри и Перо и т. п. (§ 52 и сл.). Вообще смещение спектральных линий очень мало; так, при $H=25\,000$ эрстед смещение линии D лишь $\delta\lambda=0{,}3$ Å, т. е. около $\frac{1}{20}$ расстояния между D_1 и D_2.

Особенно замечательно наблюдение Зеемана (1897) над расщеплением голубой линии кадмия ($\lambda=4678$ Å); оказалось, что при наблюдении вдоль силовых линий поля линия удваивается, а при наблюдении перпендикулярно к силовым линиям поля линия утраивается, получается триплет (рис. 222б). Те же явления были установлены при наблюдениях иных спектров (например $\lambda=4680$ Å в спектре цинка). Итак, магнитное поле изменяет период и длины волн света.

Открытия Фарадея и Зеемана имеют огромное значение для развития наших взглядов на свет: ими установлена возможность влиять на свет при помощи магнитного поля, опытно обнаружена непосредственная связь между процессом электромагнитным и процессом лучеиспускания. Таким образом, теория Максвелла, рассматривающая свет как волновой процесс электромагнитного характера (II, § 140, III, § 83), приобретает новое экспериментальное основание; оно является одним из важнейших, так как влияние магнитного поля на источник излучения непосредственно указывает на электромагнитный характер самого явления излучения света.

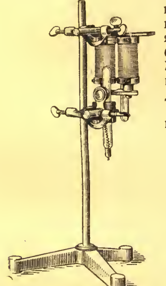


Рис. 222а.

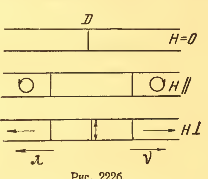


Рис. 222б.

Теорию явления З е е м а н а дал Л о р е н ц на основе электронной теории. Однако в настоящее время исходные положения теории Лоренца нельзя считать правильными.

Поэтому теория явления Зеемана будет рассмотрена в своём месте на основе квантовых представлений (§ 207).

Б. ЯВЛЕНИЕ КЕРРА И ШТАРКА

102. Кроме явлений Фарадея и Зеемана, существуют и другие явления, в которых обнаруживается влияние магнитных и электрических полей на лучеиспускание; упомянем о некоторых из них.

1. Если на полюс электромагнита или вообще на поверхность намагниченного зеркала (силы поля параллельны поверхности) падает прямолинейно поляризованный луч, то при отражении его происходит вращение плоскости поляризации. Это явление, открытое Керром (1877), наблюдается особенно ясно при отражении от ферромагнитных тел и сплавов; угол вращения пропорционален интенсивности намагничения I (а не напряжённости, II, § 47):

$$\varphi = kI;$$

k—постоянное число для данного вещества; так, для железа $k = 0{,}0138$.

2. Ранее этого магнитооптического явления Керр открыл электрооптическое явление (1875); он показал, что большое число диэлектрических жидкостей (вода, хлороформ, сероуглерод и т. д.), будучи помещено в электрическое поле E, приобретает свойства кристаллов: при прохождении через них свет испытывает двойное лучепреломление.

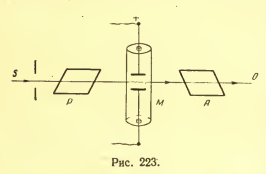


Рис. 223.

Между скрещенными николями P и A (рис. 223) вводим сосуд M с испытуемой жидкостью; пока нет электрического поля, наблюдаем в O тёмное поле; как только на полюсах, введённых в жидкость, появляется разность потенциалов, поле просветляется, обнаруживается явление двойного преломления. Закон явления выражает разность скоростей необыкновенного v_e и обыкновенного v_0 лучей.

$$v_e - v_0 = B\lambda E^2;$$

B—постоянная для данной жидкости; так, для сероуглерода $B = 3 \cdot 10^{-7}$ (для жёлтой линии D), для нитробензола $B = 2 \cdot 10^{-5}$; (E в системе $CGSE$).

«Ячейка Керра» (рис. 223) вошла во многие лабораторные и технические установки, как практический безинерционный затвор или выключатель: время для появления или исчезновения анизотропии жидкости не превышает 10^{-9} *сек*.

3. С явлением Керра в жидкостях тесно связаны явления деформаций твёрдых тел при действии сил электрического поля.

Так, стекло в электрическом поле приобретает свойства анизотропного тела, обнаруживает двойное преломление, которое является вторичным явлением, как результат появившихся деформаций внутри диэлектрика при его поляризации в поле. Когда диэлектрик поляризуется в электрическом поле, то вследствие раздвижения зарядов и вращения диполей (II, § 19, 124) возникают внутри него деформации и натяжения; эти явления называются электрострикцией.

4. Штарк в 1913 г. открыл явление расщепления спектральных линий во внешнем электрическом поле. Для иссле-

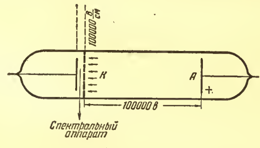


Рис. 224.

дования он брал положительные лучи («каналовые», II, § 188); положительные ионы проходили в закатодное пространство и попадали в мощное электрическое поле конденсатора (рис. 224), напряжённость которого доводилась до $10^5 \frac{в}{см}$. Наблюдением спектра возбуждённых атомов в этом поле установлено расщепление спектральных линий под действием электрического поля.

Астрономическими наблюдениями обнаружено расщепление монохроматических линий водорода, железа и т. д. на поверхности Солнца; этим удостоверено, что на Солнце и в недрах его происходят грандиозные электромагнитные процессы; Солнце является мощным генератором электромагнитной энергии. Это представление было развито дальнейшими исследованиями жизни и строения Солнца и других звёзд.

103. Около девяноста лет прошло с тех пор, как Максвелл создал гениальную теорию, в которой свет рассматривается как частный случай проявления переменного электромагнитного поля. Дальнейшее развитие теории Максвелла в связи с электронной теорией, опирающееся на огромный опытный материал, позволяет теперь с большой степенью достоверности сказать, что взгляды Максвелла были правильны, что свет действительно есть явление электромагнитное, одно из бесконечно разнообразных проявлений излучений,

которые мы воспринимаем то как свет, то как радиоволны, то как рентгеновские лучи, то как инфракрасные лучи и т. д.

Все эти столь различные проявления излучения имеют одну природу и одно происхождение — всё это формы проявления энергии переменных электрического и магнитного полей, индуктивно связанных между собой согласно общим уравнениям Максвелла (II, § 134). Этой связью характеризуется мировой процесс в изучаемой нами части вселенной, поскольку установлено существование и течение электромагнитных процессов на Солнце, на звёздах и в каждом атоме.

V. ШКАЛА ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН

104. При единстве природы всех видов электромагнитного излучения мы наблюдаем бесконечное разнообразие его форм и проявлений. Это разнообразие обусловлено одним, повидимому, беспредельно изменяющимся признаком — длиной волны или частотой тех колебательных процессов, которые распространяются с конечной скоростью в виде электромагнитных волн.

Когда шла речь о расширении спектра в сторону больших волн (§ 85), было указано, как количественные изменения длин волн и частот изменяют качество нашего восприятия процессов. Теперь продолжим изучение этого вопроса и сделаем полный обзор электромагнитных волн всех известных нам длин.

I. Медленные электромагнитные колебания возникают в контурах с большой самоиндукцией и ёмкостью (II, § 132); так, при разряде конденсатора $C = 1000$ *мф* через самоиндукцию $L = 1000$ *гн* возникают колебания с периодом $T = 2\pi\sqrt{LC} = 6{,}3$ *сек.*; соответствующая им длина волны $\lambda = 2\cdot 10^{11}$ *см* $= 2\cdot 10^{6}$ *км*. Генератор нашего обычного переменного тока с периодом:

$$T = \frac{1}{50}\ \textit{сек.} = 0{,}02\ \textit{сек.},\quad \nu = 50,$$

даёт волны огромной длины: $\lambda = 6\cdot 10^{8}$ *см* $= 6\cdot 10^{3}$ *км*.

Числа колебаний в телефонной сети доходят до $\nu = 5\cdot 10^{3}$; следовательно,

$$\lambda = 6\cdot 10^{6}\ \textit{см} = 60\ \textit{км}.$$

II. Радиоволны имеют длины от $\lambda = 6\cdot 10^{5}$ *см* $= 6$ *км* до $\lambda = 0{,}1$ *м*; им соответствуют частоты $5\cdot 10^{5} < \nu < 3\cdot 10^{9}$ (II, § 201).

III. Инфракрасные волны от $\lambda = 4\cdot 10^{2}$ *см* $= 400\,\mu$ (§ 95) до $7{,}6\cdot 10^{-5}$ *см* $= 0{,}76\,\mu$; $0{,}75\cdot 10^{12} < \nu < 4\cdot 10^{14}$.

Заметим, что медленные электромагнитные колебания и радиоволны, перечисленные в I и II пунктах, — это искусственно возбуждаемое техническое, электромагнитное излучение в макроскопических вибраторах; с инфракрасного спектра начинаются есте-

ственные электромагнитные волны, которые рассматриваются как излучение атомов и молекул.

IV. Видимый спектр: $0{,}76\,\mu > \lambda > 0{,}40\,\mu$ или:

$$7600\,\text{Å} > \lambda > 4000\,\text{Å};\quad 4\cdot10^{14} < \nu < 8\cdot10^{14}\quad (\S\ 43{,}66).$$

V. Ультрафиолетовый спектр начинается от $\lambda = 0{,}36\,\mu = 3600\,\text{Å}$ и продолжается до 40 Å (около 5 октав); $8\cdot10^{14} < \nu < 7{,}5\cdot10^{16}$.

От конца видимого спектра до $\lambda = 3000\,\text{Å}$ ультрафиолетовые лучи могут быть исследованы обыкновенным спектрометром со стеклянной оптикой; с кварцевыми стёклами и призмами доходят до 1850° С. Но для более коротких волн как стекло, так и кварц становятся непрозрачными. Поэтому были введены линзы и призмы из флуорита (плавикового шпата), а спектрограф помещён в вакуум (§ 35) для уменьшения поглощения волн в воздухе (главным образом кислородом); это позволило расширить ультрафиолетовый спектр до $\lambda = 1230\,\text{Å}$.

Усовершенствованием вакуум-спектрографа и заменой поглощающей оптической системы отражающей решёткой Роуланда (600 штрихов на 1 *мм*) удалось дойти до $\lambda = 136\,\text{Å}$ (1920). В последние годы многие физики при помощи оптических исследований глубоко проникли в рентгеновскую область, обнаружив в ультрафиолетовых спектрах разных элементов линии до 100 — 60 и даже 12 Å.

VI. Рентгеновский спектр; измерения длин рентгеновских волн при помощи кристаллических и искусственных решёток (§ 65) дают для этих волн следующие пределы: $493 > \lambda > 0{,}1\,\text{Å}$; поэтому $6\cdot10^{15} < \nu < 3\cdot10^{19}$.

VII. Следующая область электромагнитных волн, лежащая за рентгеновским спектром, - это γ-волны, возникающие при ядерных процессах, в частности при радиоа тивных явлениях (гл.V). Это весьма короткие и проникающие волны.

Измерение длин γ-волн производится при помощи наблюдения интерференции γ-волн, отражённых от внутренних слоёв кристаллической решётки (метод такой же, как и для рентгеновских лучей.)

Р е з е р ф о р д и другие исследователи нашли, что для волн γ-лучей можно считать установленными пределы от 0,428 Å до 0,007 Å; соответственно: $6\cdot10^{18} < \nu < 4\cdot10^{20}$.

Есть ли излучения с меньшей длиной волны, процессы с большей частотой - в настоящее время мы не знаем, хотя есть основания подозревать их существование (§ 221).

105. Сведём весь обзор длин волн и частот, определяющих разные проявления излучения, в одну таблицу; таким образом, построим ш к а л у э л е к т р о м а г н и т н ы х в о л н или единый

спектр электромагнитных процессов: в основе их качественного различия лежит количественное разнообразие длин волн и частот; верхний и нижний пределы этого спектра неизвестны; в нашем обзоре охвачено разнообразие волн и частот от $\lambda = 2 \cdot 10^6$ *км* $= 2 \cdot 10^{11}$ *см* $(\nu = 16 \cdot 10^2)$ до $\lambda = 0{,}007$ Å $= 7 \cdot 10^{-11}$ *см* $(\nu = 4 \cdot 10^{20})$; отдельные наблюдения доходят до $\lambda = 0{,}0001$ Å, $\nu = 3 \cdot 10^{22}$.

Части элетромагнитного спектра	λ	ν
1. Переменный ток	$6 \cdot 10^3$ *км*	$5 \cdot 10^1$
2. Радиоволны	$6 \cdot 10^5$ *м*—0,1 *м*	$5 \cdot 10^4 - 3 \cdot 10^9$
3. Инфракрасный спектр	$4 \cdot 10^2$ *см*—$7{,}6 \cdot 10^5$ 400 μ—0,76 μ	} $0{,}75 \cdot 10^{12} - 4 \cdot 10^{14}$
4. Видимый спектр	0,76 μ—0,40 μ 7600 Å—4000 Å	} $4 \cdot 10^{14} - 8 \cdot 10^{14}$
5. Ультрафиолетовый спектр	3600 Å—40 Å	$8 \cdot 10^{14} - 7{,}5 \cdot 10^{16}$
6. Рентгеновский спектр	500 Å—0,1 Å	$6 \cdot 10^{15} - 3 \cdot 10^{19}$
7. Спектр γ-лучей	0,428 Å—0,003 Å	$6 \cdot 10^{18} - 4 \cdot 10^{20}$.

По поводу этой таблицы следует сделать несколько замечаний.

1. Указанные границы областей единого электромагнитного спектра искусственны и у разных исследователей колеблются; верхняя и нижняя границы спектра неопределённы.

2. Особенно важно то обстоятельство, что области, на которые разделён единый электромагнитный спектр, перекрывают друг друга; так, видим, что длины волн, исследуемые как инфракрасные, оказываются длиннее, чем короткие радиоволны (см. п. 2 и 3): $\lambda = 4 \cdot 10^2$ *см* и $\lambda = 10^{-2}$ *см*; то же можно сказать о спектрах ультрафиолетовом и рентгеновском (п. 5 и 7), границы этих областей заходят друг за друга.

4. Весь ныне исследованный спектр электромагнитных волн охватывает свыше 76 октав; среди них спектр видимых лучей занимает место немного меньше одной октавы.

В итоге этой главы мы имеем возможность утверждать, что свет всех воспринимаемых нашим глазом оттенков есть волновой электромагнитный процесс, занимающий вполне определённое место среди других электромагнитных процессов подобного характера, различаясь от них только ему свойственными значениями λ и ν.

Картина шкалы электромагнитных волн — прекрасный пример диалектического процесса — перехода количества (λ) в качество.

ГЛАВА IV

ОСНОВЫ ТЕОРИИ ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ

I. ПРИНЦИП ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ В МЕХАНИКЕ

106. Если некоторую систему координат XYZ (рис. 225) примем за систему отсчёта (I, § 5, 38) при движении тела M в плоскости XY, то скорость его v_1 относительно этой системы называем относительной, а скорость v_2 движения самой системы отсчёта — переносной; результат их сложения v называется скоростью сложного движения; ясно, что это тоже относительная скорость по отношению к некоторой основной системе, к которой относится переносное движение.

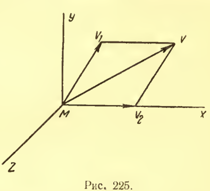


Рис. 225.

Пример: v_1 — скорость движения пассажира в вагоне, v_2—скорость перемещения вагона по отношению к Земле, v—скорость пассажира по отношению к Земле.

Все скорости, с которыми имеет дело механика, суть относительные скорости; скорость лодки относительно берега или воды, скорость самолёта относительно поверхности Земли и относительно воздуха; тело, не перемещающееся относительно земной поверхности, движется вместе с Землёй относительно Солнца, а вместе с Солнцем — относительно звёзд. При изучении и наблюдении движений мы произвольно принимаем какую-либо систему тел за неподвижную систему координат и к ней относим движения других тел; чаще всего в земных условиях движения тел относятся к земной поверхности или к системам тел на ней, например к берегам реки, к рельсам и т. д.

Было выяснено (I, §38,41), почему мы можем систему отсчёта связывать с Землёй, хотя она имеет двоякое движение с ускорением, и было отмечено особое значение инерциальных систем, т. е. двигающихся друг относительно друга без ускорений, равномерно и прямолинейно. Ежедневный опыт говорит, что при помощи наших чувств мы не можем воспринимать или замечать собственного равномерного движения; стоит только вспомнить кажущееся суточное движение Солнца и звёзд, явления, наблюдаемые при встрече поездов или кораблей и т. д. Это фундаментальное заключение Ньютон резюмирует так[1]: «Относительные движения по отношению друг к другу тел, заключённых в каком-либо пространстве, одинаковы, покоится ли это пространство или движется равномерно и прямолинейно без вращения... Это подтверждается обильно опытами. Все движения на корабле совершаются одинаково, находится ли он в покое или движется равномерно и прямолинейно».

Таким образом, лишь условно мы можем ту или другую систему тел принимать за неподвижную, её инерциальное движение ускользает от нашего наблюдения. «Распознание истинных движений тел,—говорит Ньютон,— и точное их разграничение от кажущихся весьма трудно, ибо части пространства, в котором совершаются истинные движения тел, не ощущаются нашими чувствами... Может оказаться, что в действительности не существует покоящегося тела, к которому можно было бы относить места и движения прочих тел».

Эти соображения приводят к выражению механического принципа относительности: все механические процессы происходят в инерциально перемещающейся системе так же, как и в неподвижной.

107. Представим себе две механические системы S и S_1 (например, Солнце и Земля); пусть система S_1 перемещается прямолинейно и равномерно по отношению к системе S со скоростью v. Не нарушая общности рассуждения, условимся в выборе осей координат (рис. 226):

а) Для момента $t=0$ начала O и O_1 систем S и S_1 совпадают.

б) Оси X и X_1 совпадают и имеют направление скорости v.

в) Оси Y и Y_1, Z и Z_1 параллельны во всё время движения.

Тогда формулы преобразования координат, позволяющие переходить от одной системы к другой, будут таковы:

От системы S к S_1:	От системы S_1 к S:	
$x_1 = x - vt;$	$x = x_1 + vt;$	(1)
$y_1 = y;\ z_1 = z;$	$y = y_1;\ z = z_1;$	
$t_1 = t.$	$t = t_1.$	

[1] Ньютон, Математические начала натуральной философии, I, стр. 35, 45, 46.

Эти формулы перехода или преобразований координат называются группой преобразований Галилея. Обратим внимание на последнее соотношение этой группы. Это одно из основных положений механики, смысл которого заключается в том, что при механических процессах полагают течение времени независимым от движения системы, в которой производятся наблюдения; всегда $t = t_1$, т. е. промежуток времени измеряется одинаково во всех системах всеми наблюдателями, каковы бы ни были их относительные движения.

Таким образом, всякое событие в мире определяется четырьмя координатами x, y, z, t; три из них — обычные пространственные координаты, четвёртая есть координата времени, определяющая некоторый промежуток времени от начала счёта до этого события.

Рис. 226.

Пусть имеем два события A и B; координаты события A в системе S суть x, y, z, в системе S_1, координаты события $A - x_1$, y_1, z_1; координаты B соответственно ξ, η, ζ и ξ_1, η_1, ζ_1; расстояния s и s_1 между точками, в которых происходят события A и B, в системах S и S_1, выразятся так:

$$s^2 = (x-\xi)^2 + (y-\eta)^2 + (z-\zeta)^2;$$
$$s_1^2 = (x_1-\xi_1)^2 + (y_1-\eta_1)^2 + (z_1-\zeta_1)^2. \qquad (A)$$

Рассмотрим следующие обстоятельства:

а) События A и B одновременны, системы S и S_1, неподвижны относительно друг друга. В этом случае $v = 0$, $x = x_1$, $\xi = \xi_1$, и преобразования Галилея дают $s = s_1$. Это значит, что расстояние между двумя точками при указанных условиях есть инвариант. Это есть случай обычный в геометрии: фигура геометрическая есть абсолютная величина, например, длина стороны или высота данного треугольника.

б) События одновременны ($t = t_1$), но система S_1 имеет движение со скоростью v по отношению к системе S.

Преобразования Галилея дают:

$$x_1 = x - vt; \quad \xi_1 = \xi - vt;$$
$$s^2 = (x-\xi)^2 + (y-\eta)^2 + (z-\zeta)^2;$$
$$s_1^2 = (x - vt - \xi + vt)^2 + (y_1-\eta_1)^2 + (z_1-\zeta_1)^2;$$

отсюда:

$$s = s_1,$$

расстояние s инвариантно.

в) Если события A и B неодновременны и происходят в перемещающихся взаимно системах, то t не равно t_1 и s не равно s_1; измерения s в разных системах дают разные результаты.

Пример. Вагон движется по отношению к Земле со скоростью v; через отверстие в полу последовательно $(t < t_1)$ бросают два предмета; для наблюдателя в вагоне эти события происходят в одном месте и $s = 0$; для наблюдателя на полотне эти события происходят в разных точках; расстояния между ними $s_1 = vt$. Расстояние между точками A и B потеряло свойство инвариантности.

г) Если $\xi = \eta = \zeta = 0$, т. е. расстояние s отсчитывается от начала координат, то инвариант s получает вид:

$$s^2 = x^2 + y^2 + z^2; \tag{Б}$$

более общий вид:

$$ds^2 = dx^2 + dy^2 + dz^2.$$

Как видим, формулы (А) и (Б) дают обычные соотношения аналитической геометрии.

108. Преобразования Галилея кинематические; введём их в динамическое уравнение II принципа Ньютона. Пусть по направлению оси X действует сила f в системе S:

$$f = ma = m\frac{d^2x}{dt^2}.$$

При переходе от системы S к системе S_1 имеем:

$$\frac{d^2x_1}{dt^2} = \frac{d^2(x - vt)}{dt^2} = \frac{d^2x}{dt^2};$$

следовательно, в механике Ньютона инвариантны масса и ускорения:

$$m\frac{d^2x_1}{dt^2} = m\frac{d^2x}{dt^2} = ma = f.$$

Итак, основные уравнения динамики при преобразованиях Галилея сохраняют свою форму при переходе от одной системы к другой, инерциально перемещающейся относительно первой.

Поэтому механический принцип относительности формулируем так: законы движения в инерциальных системах инвариантны.

Это и значит, что никакими наблюдениями механических явлений внутри системы нельзя обнаружить её равномерного и прямолинейного движения, а тем более определить его скорость; это значит, что нет абсолютного инерциального движения, всякое такое движение по природе своей относительно. Можно говорить о равномерном и прямолинейном движении только по отношению к телу

или системе тел, которую мы условно признаём за неподвижную, принимая её за систему отсчёта.

Но так как ускорения имеют абсолютный смысл и инвариантны для разных систем отсчёта, то можно обнаружить движение с ускорением по наблюдениям внутри системы, в которой находится наблюдатель. Именно, это будут наблюдения тех сил инерции, которые возникают при всяком изменении скорости системы; их приходится вводить наблюдателю, связанному с системой, движущейся с ускорением (I, § 37, 38); в частности это будут проявления центробежной силы инерции, например при вращении Земли около оси (I, § 41, 42, 43), при движении вагона по закруглению и т. д.

109. Все наблюдаемые нами движения относительны, и возникает поставленный ещё Ньютоном вопрос: существует ли в природе покоящееся тело, к которому можно было бы относить все остальные движения?

Теория Гюйгенса-Френеля о мировом эфире (§ 40) как о среде, наполняющей мир, повидимому, создала представление о той неподвижной системе координат, к которой можно относить движения остальных систем, в частности движение Земли. Физика XIX в. рассматривала эфир как вместилище полей гравитационных и электромагнитных, но не могла наделить его свойствами, которые придали бы ему определённый физический образ. По представлению Гюйгенса и Френеля световые волны распространяются в эфире как в среде, не имеющей поступательного движения и не увлекаемой движущимися в ней телами. Это учение о неподвижном эфире в конце XIX в. было подробно развито Лоренцем.

Если эфир неподвижен, если он не увлекается ни движущимися телами, ни распространяющимися в нём световыми, электромагнитными волнами, то, относя к эфиру все эти процессы, мы имели бы абсолютную систему отсчёта, абсолютно неподвижную систему координат. Тогда можно было бы говорить об абсолютном движении.

С точки зрения ньютоновской механики тут ничего нет нового; так называемый гипотетический эфир играет роль абсолютного пространства Ньютона, к которому относятся движения всех тел. Но принципиально новое заключается в том, что к решению вопроса о наблюдении абсолютного движения привлекаются не только механические, но и оптические, т. е. электромагнитные, явления и возникает новый по существу вопрос: нельзя ли при помощи оптических явлений обнаружить абсолютное движение, в частности движение Земли в мировом пространстве? Дать ответ на этот вопрос, подтвердить или опровергнуть эти положения теории мог только опыт; такой опыт впервые в 1881 г. был осуществлён американским физи-

ком Майкельсоном[1] и затем в течение пятидесяти лет разнообразно и многократно повторен им самим и другими лицами. Весь комплекс результатов этих опытов даёт отрицательный ответ: абсолютного движения обнаружить не удалось.

Прежде чем рассмотреть схему этого знаменитого опыта, следует остановиться на некоторых соображениях о распространении света в движущихся телах и о скорости его.

II. СКОРОСТЬ СВЕТА И ДВИЖЕНИЕ ЗЕМЛИ

110. Свет даёт нам сведения о явлениях вне Земли и на Земле. Если современные астрономические инструменты позволяют нам наблюдать явления примерно в сфере с радиусом в 140 миллионов световых лет[2], то это только потому, что удалённейшие туманности, находящиеся на столь огромных от нас расстояниях, излучают электромагнитные волны, которые, странствуя по пространству в течение миллионов лет, наконец, улавливаются нашим вооружённым зрением. Самое суждение о расстоянии между удалёнными предметами на Земле, а тем более между астрономическими телами и явлениями возможно только при помощи оптических наблюдений. Теоретически измерение расстояния AB (рис. 227) может быть представлено так. В A даётся в определённый момент времени световой сигнал (например, вспыхивает прожектор), а в B установлено зеркало; свет, пройдя расстояние $AB = l$, отражается в B и возвращается в A. Если между сигналом в A и его возвращением прошло t *сек.*, то $2l = ct$.

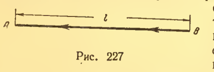


Рис. 227

Обратно, если l известно, то $t = \frac{2l}{c}$; такова схема измерения времени. В частности, если в A произошло некоторое событие X (молния, взрыв), которое в B было замечено через $\frac{l}{c}$ *сек.* после некоторого события Y в B (например, через $\frac{l}{c}$ *сек.* после данного положения часовой стрелки на двух синхронных часах в A и B), то мы говорим, что события X и Y одновременны.

Таким образом, видим, что измерения расстояний, времени, установление одновременности событий, происходящих в разных

[1] Альберт Майкельсон (1852—1931), родом из Польши, работал в США; в своих исследованиях далеко отодвинул пределы возможной точности физических измерений. В 1907 г. получил Нобелевскую премию.

[2] 1 световой год $= 3 \cdot 10^{10} \cdot 365{,}25 \cdot 24 \cdot 60 \cdot 60 = 9{,}5 \cdot 10^{12}$ *км*; $140 \cdot 10^{6}$ св. лет $= 13{,}3 \cdot 10^{20}$ *км*.

точках пространства, осуществимы только при помощи оптических явлений и при знании скорости света c.

Величайшее значение для понимания смысла измерений пространства и времени, только что схематически описанных, имеет то обстоятельство, что все эти измерения производятся на движущейся Земле. Рассмотрим, как должно отразиться движение Земли по её орбите со скоростью $v = 30\ \frac{км}{сек}$[1] на описанных измерениях l и t; при этих измерениях мы не принимали во внимание движение точек A и B, между которыми происходит обмен световыми сигналами.

Рис. 228.

1. Положим, что направление движения Земли совпадает с линией AB, т. е. пусть точки A и B двигаются со скоростью v по направлению AB (рис. 228).

Луч света, распространяясь из A, проходит до B путь, удлиняющийся каждую секунду на v: можно себе представить, что скорость света стала $(c - v)$, и для того, чтобы дойти от A до B, свет затратит время $t_1 > \frac{l}{c}$, именно:

$$t_1 = \frac{l}{c-v}.$$

При обратном движении отражённого луча от B к A свет идёт навстречу движения A, и потому проходит расстояние $BA = l$ в течение времени $t_2 < \frac{l}{c}$:

$$t_2 = \frac{l}{c+v}.$$

Итак, при наблюдении на движущейся Земле одно и то же расстояние $l = AB$ должно проходиться светом в разные промежутки времени, в зависимости от того, по какому направлению распространяется свет относительно направления скорости v. Заметим, что этот вывод составляет непосредственное следствие обычного правила сложения скоростей (I, § 8), как оно всегда формулируется в ньютоновской механике.

Таким образом, в том случае, если скорость v направлена по AB, свет затратит на проход от A к B и обратно от B к A

[1] $v = 29{,}776\ \frac{км}{сек}$.

не время $t=\frac{2l}{c}$, а иное время $t_{=}=t_1+t_2$, именно[1]:

$$t_{=}=\frac{l}{c-v}+\frac{l}{c+v}=\frac{2cl}{c^2-v^2}=\frac{2l}{c\left[1-\frac{v^2}{c^2}\right]};$$

введя обозначение:

$$\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}=\beta,$$

находим:

$$t_{=}=\frac{2l}{c\left[1-\frac{v^2}{c^2}\right]}=\frac{2l}{c\beta^2}. \qquad (2)$$

2. Пусть направление распространения света из A в B и обратно образует прямой угол с направлением v (рис. 228а). Тогда наблюдатель в A, выпустив световой сигнал по направлению AB, получит свет обратно (после отражения в B) в некотором положении A_2; эта точка A_2 определяется из того соображения, вытекающего из правила сложения скоростей c и v, что за время t_1 сек., в течение которого вся прямая AB переместится со скоростью v в положение A_2B_2, свет успеет пройти расстояние $AB_1=s$ и отразившись в B_1, расстояние $B_1A_2=s$; всё расстояние, пройденное светом, равно $AB_1+B_1A_2=2s$.

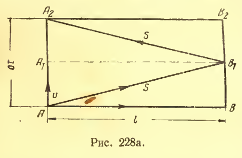


Рис. 228а.

Формулируем положение так:

$$AA_2=vt_\perp;\quad 2s=ct_\perp;$$
$$AA_2=2AA_1=2\sqrt{s^2-l^2};$$
$$2\sqrt{s^2-l^2}=vt_\perp;\ 2s=ct_\perp;$$
$$2\sqrt{\frac{c^2t_\perp^2}{4}-l^2}=vt_\perp;$$
$$t_\perp=\frac{2l}{c\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}=\frac{2l}{c\beta}. \qquad (3)$$

[1] Вводим обозначение: $t_{=}$ — время при движеиии света параллельно v; $t_\perp$ — время при движении света перпендикулярно к v.

Так выражается время, в течение которого свет пройдёт от A до B и обратно, если направление его распространения перпендикулярно к направлению движения Земли, или вообще к направлению скорости v, с которой поступательно перемещается наблюдатель A и зеркало B.

111. Из выражений (2) и (3) вытекают следствия:

1. Так как $v < c$, то всегда $t_{\perp} < t_{=}$; свет проходит путь ABA в меньшее время в том случае, если скорость v составляет прямой угол с направлением ABA, чем в том случае, когда скорость v направлена по AB.

Это значит, что направление перемещения наблюдателя должно сказываться на скорости распространения света. Следовательно, наблюдатель A будет определять разные значения скорости света в зависимости от того, как направлена и как велика его собственная скорость.

2. Средняя скорость Земли при движении её по орбите $v = 30\ \frac{км}{сек} = 3 \cdot 10^6\ \frac{см}{сек}$; поэтому:

$$\beta = \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} = \sqrt{1 - \left(\frac{3 \cdot 10^6}{3 \cdot 10^{10}}\right)^2} = \sqrt{1 - 10^{-8}};$$

в этом случае β очень мало отличается от единицы и с большой степенью приближения можно положить $t_{\perp} = t_{=} = \frac{2l}{c}$.

Для других, ещё меньших скоростей (например, для скорости самолёта $v = 100\ \frac{м}{сек} = 10^4\ \frac{см}{сек}$, для скорости снаряда $v = 1000\ \frac{м}{сек}$ и т. д.) β ещё меньше отличается от единицы, и для всех этих движений на Земле практически $t_{\perp} = t_{=} = t$.

Но во всей силе остаётся принципиальное значение 1-го следствия: скорость системы отсчёта должна отражаться на скорости света. Из этого возникает идея: наблюдая изменения скорости света по разным направлениям на движущейся Земле, можно определить скорость и направление абсолютного движения наблюдателя в пространстве. Эта идея и была осуществлена в опыте Майкельсона (1881).

III. ОПЫТ МАЙКЕЛЬСОНА

112. Идея опыта Майкельсона заключалась в наблюдении полос интерференции волн, идущих от двух зеркальных изображений одного источника света, различно ориентированных относительно движения Земли, которое в течение короткого промежутка времени можно полагать инерциальным (I, § 45). Для этого и был сооружён его интерферометр (§ 57). Вращением всего прибора (рис. 123) можно дать лучам CA и DA направле-

ния: одному — параллельное движению Земли, а другому — перпендикулярное движению Земли.

Тогда разность хода:

$$\xi = ACA - ADA,$$

обусловливающая расположение интерференционных линий (равного наклона или равной толщины) на шкале трубы (рис. 125) будет зависеть, согласно установленным соотношениям (§ 111), также и от того, как ориентированы плечи интерферометра AC и AD по отношению к направлению движения Земли.

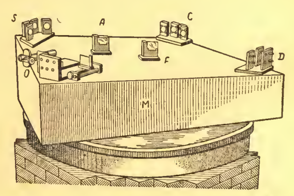


Рис. 229.

Положим, что сначала интерферометр расположен так, что AD направлено по движению Земли, т. е. параллельно скорости v, AC — перпендикулярно к v. Затем весь аппарат вращают на 90°, его плечи изменяют своё расположение относительно скорости Земли. Весь интерферометр установлен на стальном или бетонном основании M, которое плавает в ртути, так что поворот выполняется легко на любой угол (рис. 229).

В O находится труба с микрометром, при помощи которого можно очень точно фиксировать положение полос интерференции (рис. 125).

Исследуем, как должна изменяться разность хода при повороте интерферометра.

1. Формулы (2) и (3) дают времена $t_=$ и $t_\perp$ (§ 110):

$$t_= = \frac{2l}{c}\left[1 - \frac{v^2}{c^2}\right]^{-1} = \frac{2l}{c}\left[1 + \frac{v^2}{c^2} + \ldots\right];$$

$$t_\perp = \frac{2l}{c}\left[1 - \frac{v^2}{c^2}\right]^{-\frac{1}{2}} = \frac{2l}{c}\left[1 + \frac{1}{2}\frac{v^2}{c^2} + \ldots\right].$$

Эти времена не равны; разность их позволит найти разность оптических путей лучей $L_{=}$ и $L_{\perp}$ в интерферометре:

$$L_{=} = ct_{=} = 2l\left[1 + \frac{v^2}{c^2}\right];$$

$$L_{\perp} = ct_{\perp} = 2l\left[1 + \frac{1}{2}\frac{v^2}{c^2}\right];$$

$$L_{=} - L_{\perp} = \xi = l\frac{v^2}{c^2}. \qquad (4)$$

2. Представим себе некоторое расположение полос интерференции (рис. 125), которое имело бы место при наблюдении на неподвижной Земле. Движение Земли обусловит в интерферометре, расположенном указанным образом, разность хода лучей ξ, определяемую формулой (4). Разность же хода ξ, зависящая от движения Земли, обусловит смещение на микрометре трубы O всей интерференционной картины. Как видно из формулы (4), эта разность есть величина второго порядка относительно $\frac{v}{c}$; принимая $\frac{v^2}{c^2} = 10^{-8}$ и полагая $l = 1$ *м* (в разных установках Майкельсона и его сотрудников l изменялось от 1,2 *м* до 32,4 *м*), находим приближённо $\xi = 10^{-6}$ *см*; таков порядок величин, подлежащих измерению.

3. Поворот всего аппарата на 90° изменит расположение плеч интерферометра относительно направления скорости v, если AD было параллельно скорости v (рис. 123,229), то теперь AD будет перпендикулярно к v, а AC параллельно v. Такое расположение плеч вызовет смещение полос, соответствующее той же разности хода $\xi = l\frac{v^2}{c^2}$, но в другую сторону. Следовательно, если наблюдать полосы интерференции на микрометре во время самого вращения, то должны заметить перемещение полос интерференции, соответствующее разности хода $2\xi = 2l\frac{v^2}{c^2}$.

Такие наблюдения вполне возможны при вращении плиты с аппаратом плавающей в ртути (рис. 229): полный оборот аппарата происходит в течение 40 — 80 *сек*.

4. Расстояние между двумя последовательными светлыми полосами интерференции соответствует изменению разности хода на длину волны λ (§ 42). Поэтому, взяв отношение разности хода 2ξ к длине волны, т. е. выразив 2ξ в длинах волн, найдём, на какую часть расстояния между полосами (рис. 125) должно произойти наблюдаемое смещение:

$$\frac{2\xi}{\lambda} = \frac{2l}{\lambda}\cdot\frac{v^2}{c^2}. \qquad (5)$$

Так, в первом опыте Майкельсона (1881. Берлин, рис. 123, $l = 120$ *см*, λ для жёлтой линии натрия $\lambda_D = 5890$ Å $= 5{,}89 \cdot 10^{-5}$ *см*) $\frac{l}{\lambda}$ равно $2 \cdot 10^6$; $\frac{v^2}{c^2} = 10^{-8}$; следовательно, разность хода в долях расстояния между центрами полос интерференции выразится так:

$$\frac{2\xi}{\lambda} = \frac{2l}{\lambda} \cdot \frac{v^2}{c^2} = 2 \cdot 2 \cdot 10^6 \cdot 10^{-8} = 0{,}04.$$

Разрешающая способность интерферометра Майкельсона (§ 63) обеспечивала наблюдение этого смещения.

Тем не менее Майкельсон, опираясь на свои наблюдения с этим аппаратом, уже нашёл возможным сделать заключение: «гипотеза неподвижного эфира оказывается неверной», так как ожидаемое смещение полос не обнаруживается.

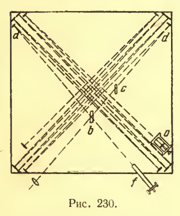


Рис. 230.

113. Дальнейшие повторения опыта Майкельсона до наших дней имели целью достигнуть более точных и определённых результатов при поисках ответа на вопрос: можно ли при помощи смещения интерференционных полос заметить абсолютное движение Земли. В 1887 г. Майкельсон и Морлей построили в Кливленде в США более совершенный интерферометр (рис. 230), в котором путь луча удлинён до 11 *м* при помощи последовательных отражений от системы зеркал; поэтому теоретически ожидаемое смещение должно быть около 0,4 интерференционной полосы (формула 5). Одно деление микрометра эквивалентно 0,02 полосы, так что отсчёты можно было производить с точностью до 0,01 полосы. Плита, на которой расположен интерферометр, приводилась в медленное вращение (один оборот в 6 мин.); на сосуде с ртутью намечены 16 азимутов, в которых производились наблюдения — отсчёты расположения полос. Влияние движения Земли по определённому направлению должно было сказаться в том, что при 8 наблюдениях полосы будут сдвинуты в одну сторону и при остальных 8 — в другую. Но такой периодичности не получилось.

Этот аппарат Майкельсона и Морлея послужил прототипом многочисленных установок и опытов, имеющих ту же основную цель[1]; так, в 1904 г. были произведены опыты Мор-

[1] Подробное описание всех опытов по теории относительности можно найти в книге: С. И. Вавилов, Экспериментальные основания теории относительности, Гиз, М., 1928.

леем и Миллером; с 1906 г. бесчисленные наблюдения производит один Миллер; он наблюдал в Кливленде и на горе Вильсон; Пикар и Сталль — наблюдали на воздушном шаре (1927); Иоос (1930, в Иене) повысил точность отсчёта до 0,001 ширины полосы, что позволило бы обнаружить скорость Земли, если бы она была лишь 1,5 $\frac{км}{сек}$ $\left(\text{вместо } 30\ \frac{км}{сек}\right)$.

Сопоставим результаты наблюдений разных исследователей по методу Майкельсона[1]:

Наблюдатели и годы	Теоретически ожидаемое смещение полос	Наибольшее наблюдаемое смещение полос	Вычисленное значение скорости Земли, соответствующее этому смещению
Майкельсон, 1881	0,048	0,015	$18\frac{км}{сек}$ (вместо $30\frac{км}{сек}$)
Майкельсон-Морлей, 1887	0,4	0,02	7 »
Морлей-Миллер, 1905	1,5	0,01	3,5 »
Миллер, 1925—1927	1,5	0,005	1,5 »
Пикар и Сталль, 1926	0,064	0,0007	5 »
Кеннеди, 1926	0,2	0,001	2 »
Иллингворт, 1927	0,2	0,0005	1 »
Иоос, 1930	0,75	0,001	1,5 »

Этот обзор результатов исследований лучших экспериментаторов приводит к заключениям:

1. Ожидаемого по теории смещения полос интерференции не обнаружено.

2. Гипотеза неподвижного эфира не подтвердилась.

3. Никакими опытами на Земле движение её в пространстве обнаружить не удалось.

Итак, обобщая результаты описанных и многочисленных иных экспериментальных исследований, приходим к следующему основному заключению: при помощи опытов и наблюдений явлений на Земле нельзя обнаружить её поступательное движение в пространстве и тем более определить её скорость; все эти явления протекают так, как если бы Земля была неподвижна.

[1] Таблица в существенных чертах взята из книги академика С. И. Вавилова.

IV. ПРИНЦИП ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ ЭЙНШТЕЙНА

114. Вся серия упомянутых опытов, начиная с первого опыта Майкельсона и до наших дней, имела целью решить основной вопрос физического миропонимания: можно ли при помощи наблюдений в системе S заметить её инерциальное движение и определить его скорость? В опытах Майкельсона Земля была этой системой S, так как движение её на небольшом отрезке орбиты, проходимом в течение эксперимента, можно считать инерциальным.

Вышеприведённый экспериментальный вывод представляет общий закон для всех систем и для всех наблюдателей; в разных инерциальных системах все физические явления будут протекать по тождественным законам; всевозможные наблюдения дадут сведения лишь об относительных движениях систем, в которых производятся наблюдения; таковы астрономические наблюдения взаимных смещений светил, аберрации, параллактических смещений и т. п.

Может показаться с первого взгляда, что эти утверждения дают лишь иные формулировки механического принципа относительности, но это не так. Опыты Майкельсона ввели в процесс исследования явления оптические, электромагнитные, вообще проявления лучистой энергии, и оказалось, что все эти явления, как и явления механические, не дают никаких заключений об инерциальном движении системы S.

Но тут возникает основное принципиальное затруднение.

Рассуждения, безупречные с точки зрения механической относительности (преобразования Галилея, сложение скоростей), приводят к формулам (2) и (3), в которых выражена мысль, что наблюдаемая скорость света зависит от скорости системы (§ 110); по разным направлениям по отношению к скорости v мы должны наблюдать разные скорости света. Но тогда стало бы возможным определение скорости абсолютного движения v, что опровергается экспериментальными исследованиями (опыты Майкельсона и др.). Из этих опытов прямо вытекает, что всякий наблюдатель должен себя считать неподвижным по отношению к среде, по которой распространяется свет и вообще электромагнитные волны; все явления для него протекают так, *как если бы свет распространялся с одинаковой скоростью по всем направлениям*; никаких явлений, которые ориентировали бы наблюдателя по отношению к его относительной скорости, обнаружить не удалось.

115. Эйнштейн[1] показал, что затруднение устраняется, если ввести новое понятие о времени. Эта идея, вносящая

[1] Альберт Эйнштейн (1879—1955) один из выдающихся мыслителей в области основных идей физики. Обосновал принцип относительности и квантовую теорию света. Был профессором в Цюрихе, затем в Берлине, последние годы жил в США.

существенные изменения в наши обычные представления о пространстве и времени, лежит в основании построенной Эйнштейном теории относительности (1905).

Эйнштейн принимает оба факта, которые утверждаются всем ходом экспериментального исследования:

1) тождественность законов природы во всех инерциальных системах;

2) независимость скорости света от движения системы, в которой находится наблюдатель.

Эти, опытом установленные факты противоречивы с точки зрения механических воззрений на пространство и время, если оставаться в области понятий об абсолютном пространстве и абсолютном времени (§ 106, 110). Следовательно, надо отказаться от этих понятий и ввести новые представления о пространстве и времени и установить новые способы измерения соответствующих величин. Эту задачу и решил Эйнштейн.

Как результат возможного обобщения опытных данных он предлагает следующие два принципа:

I. Во всех системах, находящихся в равномерном и прямолинейном движении относительно друг друга, законы всех явлений тождественны. Это утверждение является распространением принципа инвариантности законов механики на все явления природы (§ 106).

II. Во всех системах, находящихся в равномерном и прямолинейном движении относительно друг друга, скорость света одинакова по всем направлениям, она не зависит от движения системы.

II принцип утверждает постоянство скорости света или принцип независимости скорости света от движения наблюдателя (опыт Майкельсона). Введение этого принципа требует новых понятий о времени и пространстве: с точки зрения II принципа падают все заключения § 110 (формулы 2 и 3), так как скорость света есть мировая постоянная.

Оба принципа Эйнштейна являются исходными пунктами сложного математического развития теории относительности; они подобны принципам Ньютона в механике и принципам термодинамики. На этих принципах, как на фундаменте, построено здание теории относительности, которая обнаружила неточность наших обычных представлений о времени, пространстве, массе и энергии, коротко говоря, о всех наших основных физических представлениях о мире. Эти представления необходимо перестроить, заменив их более точными и общими, хотя и непривычными для нас понятиями, однако, более способными служить

для познания того комплекса мировых соотношений, которые характеризуют действительность.

V. ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ЛОРЕНЦА

116. Преобразования Галилея дают формулы для перехода от одной системы S к другой S_1, находящейся в относительном движении со скоростью v, причём время считается абсолютным, одинаковым в той и другой системе (§ 107):

$$t = t_1.$$

Если отказаться от этого положения, т. е. если отказаться от абсолютного времени, то надо для каждой системы ввести своё собственное время, течение которого отлично от течения времени в других системах; тогда формулы преобразования координат при переходе от системы S к системе S_1 примут совершенно иной вид.

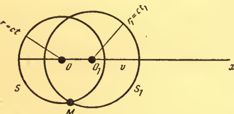


Рис. 231.

За исходный пункт при выводе этих новых формул преобразований, которые должны заменить формулы галилеевых преобразований, берут следующие соображения.

Расположим оси координат в системах S и S_1 так же, как было указано в § 107 (рис. 226). В момент совпадения осей и начал систем S и S_1 возникает световой сигнал в общем начале O и система S_1 перемещается по отношению к S со скоростью v, направленной по оси XX_1 (рис. 231), или система S перемещается по отношению к S_1 со скоростью $-v$.

1. Наблюдатель в системе S через t *сек.* находит, что сигнал распространился на расстояние $r = ct$, инструменты в системе S, расположенные на поверхности сферы с радиусом $r = ct$, например в точке M отметят, что до них дошёл этот сигнал. Следовательно, наблюдатели в системе S установят, что через t *сек.* после появления сигнала в O около этой точки образовалась сферическая волна с радиусом r; уравнение её:

$$x^2 + y^2 + z^2 = r^2; \quad x^2 + y^2 + z^2 = c^2t^2;$$

$$x^2 + y^2 + z^2 - c^2t^2 = 0. \qquad \text{(a)}$$

2. Но наблюдатели в точке O_1 в системе S_1 тоже считают, что свет, распространяясь с той же скоростью (II принцип) в течение t_1 *сек.*, образовал сферическую волну:

$$x_1^2+y_1^2+z_1^2-c^2t_1^2=0. \qquad (б)$$

Они считают себя неподвижными в центре этой волны O_1.

3. Если координаты (x, y, z, t) и (x_1, y_1, z_1, t_1) суть координаты одного и того же явления, например координаты аппарата M (рис. 231), который принял световой сигнал в системе S через t *сек.*, то выражения (а) и (б), представляющие одно и то же физическое явление, должны быть тождественно равны; это непосредственно следует из I принципа Эйнштейна: законы явления не должны изменяться при переходе от системы S к системе S_1. Итак, имеем тождество:

$$x^2+y^2+z^2-c^2t^2=x_1^2+y_1^2+z_1^2-c^2t_1^2. \qquad (6)$$

Смысл этого тождества в том, что при переходе от системы S к системе S_1 (или обратно) две части этого тождества переходят одна в другую. Следовательно, соотношение (6) устанавливает форму инварианта величин при условии отказа от абсолютности времени. Но для преобразований Галилея (§ 107, формула А и Б) при условии $t=t_1$ инвариант имеет вид:

$$ds^2=dx^2+dy^2+dz^2. \qquad (Б)$$

Если же этого условия нет, то инвариант, согласно формуле (6), аналогично (Б) выразится так:

$$ds^2=dx^2+dy^2+dz^2-c^2dt^2. \qquad (7)$$

Это значит, что должны быть даны новые формулы преобразования координат, при которых соотношение пространственных и временных координат (7) оставалось бы постоянным, было бы **мировым инвариантом** при переходе от одной системы координат к любой иной.

117. Эйнштейн показал, что для удовлетворения тождества (6) **необходима**, вместо галилеевых формул преобразования координат (1), иная система формул, которые, позволяя переходить от одной системы координат S к другой S_1, удовлетворяли бы тождеству (7). Такая система формул для преобразования координат была дана Лоренцом (1896) для урав-

нений электромагнитного поля; она имеет следующий вид[1]:

От системы S к S_1:	От системы S_1 к S	
$x_1=\frac{1}{\beta}(x-vt);$	$x=\frac{1}{\beta}(x_1+vt_1);$	
$y_1=y; \quad z_1=z;$	$y=y_1; \quad z=z_1;$	(8)
$t_1=\frac{1}{\beta}\left(t-\frac{vx}{c^2}\right).$	$t=\frac{1}{\beta}\left(t_1+\frac{vx_1}{c^2}\right).$	

Эти формулы носят название лоренцовы преобразования, на них основывается всё дальнейшее математическое развитие теории относительности.

Убедимся непосредственной подстановкой, что соотношение

$$ds^2=dx^2+dy^2+dz^2-c^2\,dt^2 \tag{7}$$

инвариантно по отношению к преобразованиям Лоренца. Положим, что мы переходим от системы S к системе S_1; для этого в формулу (7) подставим значения x_1, y_1, z_1, t_1 из лоренцовых преобразований:

$$ds_1^2=dx_1^2+dy_1^2+dz_1^2-c^2\,dt^2=$$

$$=\frac{1}{\beta^2}\left[(dx-v\,dt)^2-c^2\left(dt-\frac{v\,dx}{c^2}\right)^2\right]+dy^2+dz^2=$$

$$=\frac{1}{\beta^2}\left[dx^2-2v\,dx\cdot dt+v^2\,dt^2-c^2\,dt^2+2v^2\,dx\cdot dt-\frac{v^2\,dx^2}{c^2}\right]+dy^2+dz^2=$$

$$=\frac{1}{\beta^2}\left[\left(1-\frac{v^2}{c^2}\right)dx^2-c^2\left(1-\frac{v^2}{c^2}\right)dt^2\right]+dy^2+dz^2=$$

$$=\frac{1}{\beta^2}\left[\beta^2\,dx^2-c^2\,\beta^2\,dt^2\right]+dy^2+dz^2=dx^2+dy^2+dz^2-c^2\,dt^2=ds^2.$$

Итак, при переходе от системы S к какой угодно инерциальной системе S_1 значение соотношения координат

$$ds^2=dx^2+dy^2+dz^2-c^2\,dt^2$$

остаётся постоянным, это мировой инвариант.

В формулах Лоренца заслуживают особого внимания первая и последняя строчки. Первая говорит, что измерение длины x зависит от отсчёта времени t; последняя утверждает, что измерение времени t зависит от скорости v и расстояния x; это значит, что время имеет относительное значение, своё в каждой системе. В этом положении заключается принцип относительности времени; время, абсолютное в системе Галилея-Ньютона (§ 107), относительно в системе Эйнштейна.

[1] Вывод см. Хвольсон, т. V, стр. 353.

VI. ОТНОСИТЕЛЬНОСТЬ ИЗМЕРЕНИЙ ДЛИНЫ, ВРЕМЕНИ

118. Рассмотрим главнейшие следствия лоренцовых преобразований:

I. Если v очень мало по сравнению со скоростью света c, то β близко к единице и преобразования Лоренца переходят в преобразования Галилея: $x_1 = x - vt$; $y_1 = y$; $z_1 = z$; $t_1 = t$.

Эти преобразования, как мы видим (§ 108), обусловливают инвариантность основных уравнений механики и геометрического соотношения (Б). Следовательно, механика Ньютона даёт приближённое решение механических вопросов, однако, достаточно точное для всех земных движений, а также и для явлений небесной механики, поскольку наблюдаемые астрономические скорости не превосходят сотен километров в секунду. Но как только мы переходим в область электромагнитных явлений, где встречаются скорости, близкие к c (например, скорости движения электронов, II, § 175, 183), или в область внутриатомных явлений, преобразования Галилея становятся недостаточными, они ведут к неправильным заключениям, и необходимо обратиться к преобразованиям Лоренца, которые дают общую картину мировых процессов с точки зрения принципа относительности. Лоренц показал, что его преобразования обусловливают инвариантность уравнений Максвелла, основных уравнений электромагнитного поля. Таким образом, законы механики Ньютона являются частным видом более общих законов, именно это законы явлений, в которых скорости значительно меньше скорости света.

II. Пусть координаты двух событий A и B в системе S суть x, y, z, t и ξ, η, ζ, τ; координаты тех же событий в системе S_1 суть x_1, y_1, z_1, t_1 и $\xi_1, \eta_1, \zeta_1, \tau_1$.

Тогда преобразования Лоренца получают вид:

Событие A
$$\begin{cases} x_1 = \frac{1}{\beta}(x - vt); \\ y_1 = y; \quad z = z_1; \\ t_1 = \frac{1}{\beta}\left(t - \frac{vx}{c^2}\right). \end{cases}$$

Событие B
$$\begin{cases} \xi_1 = \frac{1}{\beta}(\xi - v\tau); \\ \eta_1 = \eta; \quad \zeta_1 = \zeta; \\ \tau_1 = \frac{1}{\beta}\left(\tau - \frac{v\xi}{c^2}\right). \end{cases}$$

Здесь v — относительная скорость системы S_1.

Интервалы между этими событиями в пространстве и времени выразятся следующим образом:

$$x_1 - \xi_1 = \frac{1}{\beta}(x - \xi) - \frac{v}{\beta}(t - \tau). \tag{9}$$

$$t_1 - \tau_1 = \frac{1}{\beta}(t - \tau) - \frac{1}{\beta}\frac{v}{c^2}(x - \xi). \tag{10}$$

Это значит:

1. Измерение расстояния $l_1 = x_1 - \xi_1$ в системе S_1, произведённое из системы S, зависит от относительной скорости системы S_1 и от интервала времени $(t - \tau)$ (формула 9).

2. Измерение интервала времени $(t_1 - \tau_1)$ в системе S_1 производимое из системы S, зависит от скорости v и от пространственного расстояния $(x - \xi)$ между событиями, разделёнными во времени (формула 10).

В этих заключениях наиболее полно выражена относительность измерений пространства и времени и их взаимная связь, как координат событий, происходящих в мире.

119. Если x и ξ есть координаты двух концов некоторой длины, измеряемой в системе S, например $x - \xi = l$ есть длина некоторого стержня, расположенного по оси X, то его длина $x_1 - \xi_1 = l_1$, измеряемая в системе S_1, определится по формуле (9):

$$l_1 = \frac{1}{\beta} l - \frac{1}{\beta} v (t - \tau).$$

Если координаты концов стержня в системе S наблюдаются одновременно, т. е. одновременно делаются отсчёты x и ξ, то $t = \tau$ и поэтому:

$$l_1 = \frac{1}{\beta} l; \; l = \beta l_1.$$

Итак, длина относительна и зависит от того, какую систему мы считаем находящейся в покое: если наблюдение стержня $A_1 B_1$ в системе S_1, неподвижного в этой системе, дало его длину l_1, то наблюдение его же из системы S, по отношению которой он перемещается со скоростью v, даёт его длину:

$$l = \beta l_1 = \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \cdot l_1; \; l < l_1; \tag{11}$$

стержень, измеряемый из системы S, кажется укороченным в отношении $1 : \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$, т. е. в зависимости от скорости его перемещения v. Конечно, стержень, измеренный как неподвижный в системе S, причём найдена его длина l, при наблюдении из системы S_1, по отношению которой система S и стержень перемещаются с той же скоростью, окажется короче в том же отношении:

$$l_1 = \beta l; \quad l_1 < l.$$

Но, если стержень расположен по направлению оси Y или Z, т. е. перпендикулярно v, то так как $y_1 = y$, $z_1 = z$, никакого сокращения не будет.

Сокращение линейных размеров отразится на объёмах тел; так, если имеем шар, находящийся в покое в системе S_1, то наблюдатель в S увидит не шар, а эллипсоид вращения, так как у него будет сокращён диаметр, параллельный v, и не будут сокращены диаметры перпендикулярные к v.

3. Если $t=\tau$, т. е. если события A и B в системе S одновременны, то формула (10) даёт:

$$t_1-\tau_1=-\frac{1}{\beta}\frac{v}{c^2}(x-\xi).$$

Это значит, что события одновременные в системе S, неодновременны в системе S_1; одновременность двух событий — понятие относительное; только в том случае, когда $x=\xi$ имеем $t_1=\tau_1$. Следовательно, два события одновременные в системе S, вообще будут неодновременны в других системах, находящихся в движении по отношению к системе S, за исключением того случая, когда совпадение событий по времени сопровождается совпадением в пространстве. Когда происходят одновременно ($t=\tau$) два события в одной и той же точке ($x=\xi$), тогда $t_1=\tau_1$, происходит абсолютное совпадение во времени и в пространстве; например, столкновение двух тел одновременно для всех систем.

Это заключение об относительной одновременности является следствием общего воззрения об относительности времени, которое находится уже в последнем преобразовании Лоренца (формула 8); если в нём положим $x=0$, т. е. наблюдатель находится в начале координат системы S, то:

$$t_1=\frac{1}{\beta}t;\ t=\beta t_1;\ t_1>t. \qquad (12)$$

Это значит, что в некоторый момент $t=t_1=0$ начала координат систем S и S_1 совпадали; наблюдатель находится в начале системы S и отсчитывает до некоторого следующего события время t; но наблюдатель в S_1, начавший счёт времени одновременно с наблюдателем в S, отсчитывает до этого же события время $t_1>t$. Для этого наблюдателя в системе S_1 время в системе S_1 течёт медленнее, чем в S, и тем медленнее, чем больше относительная скорость системы S_1:

$$t_1=\frac{t}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}.$$

В этом заключается утверждение **относительности времени:** всякая система имеет своё собственное время.

Как уже было отмечено (§ 121), в этой идее об относительности времени лежит основное расхождение между ньютоновской

механикой и теорией относительности; в механике Ньютона $t = t_1$ — это аксиома, на которую опираются все её выводы, и эти выводы хороши, пока характер наблюдений позволяет пренебрегать влиянием скорости v, именно, пока скорость v мала по сравнению с c или пока измерения не доводятся до той высокой точности, которую даёт опыт Майкельсона.

Если сопоставить формулы (2), (3) (стр. 218) и (4) (стр.221) с формулами (11) и (12) (стр. 230, 231), то становится ясно, что опыт Майкельсона и не может удасться, ибо положительный ответ противоречил бы всем тем утверждениям об относительности измерений пространства и времени, которые непосредственно вытекают из основных принципов Эйнштейна (стр. 221).

120. Из сочетания предыдущих выводов вытекает следствие, касающееся сложения скоростей. Пусть в системе S_1, перемещающейся относительно системы S со скоростью v, находится в движении тело, скорость которого наблюдатели в S определяют как w; тогда слагаемые по осям скорости w выразим так:

$$w_{x_1} = \frac{dx_1}{dt}; \; w_{y_1} = \frac{dy_1}{dt}; \; w_{z_1} = \frac{dz_1}{dt}. \tag{a}$$

Для наблюдателя в системе S скорость w тела и скорость v системы S_1 должны были бы складываться по правилу параллелограма; обозначив результирующую скорость, наблюдаемую в системе S, через u, а её слагаемые по осям — через u_x, u_y, u_z, на основании преобразований Галилея (формулы 1) получим непосредственно обычный результат:

$$\overline{u}_x = \overline{v} + \overline{w}_x; \quad \overline{u}_y = \overline{w}_y; \quad \overline{u}_z = \overline{w}_z,$$

где:

$$u_x = \frac{dx}{dt}; \; u_y = \frac{dy}{dt}; \; u_z = \frac{dz}{dt};$$

$$u^2 = u_x^2 + u_y^2 + u_z^2.$$

Но преобразования Лоренца (формулы 8) дают совершенно иной результат:

$$dx = \frac{1}{\beta}(dx_1 + v\,dt_1);$$

$$dy = dy_1; \quad dz = dz_1;$$

$$dt = \frac{1}{\beta}\left(dt_1 + \frac{v}{c^2}\,dx_1\right).$$

Введя соотношения (а), находим:

$$u_x = \frac{dx}{dt} = \frac{v + w_{x_1}}{1 + \frac{v \cdot w_{x_1}}{c^2}};$$

$$u_y = \frac{dy}{dt} = \frac{\beta w_{y_1}}{1 + \frac{vw_{x_1}}{c^2}};$$

$$u_z = \frac{dz}{dt} = \frac{\beta w_{z_1}}{1 + \frac{vw_{z_1}}{c^2}}.$$

В частиом случае, если w параллельно v, результат сложеиия скоростей получим проще:

$$u = \frac{v+w}{1+\frac{vw}{c^2}}. \qquad (13)$$

Из этого выражения закоиа сложеиия скоростей вытекают следствия:

1. Если vw — очеиь малая величииа по сравиеиию с c^2, то имеем известный результат (преобразоваиия Галилея):

$$u = v + w.$$

Как известио, это частный случай обычиого правила параллелограма.

2. Если же это ограиичеиие не имеет места, то в общем случае сложение скоростей уже происходит ие по правилу параллелограма, а по формуле (13).

3. Выводы эти отмечают особеииое зиачеиие скорости света. Если даже слагаемые скорости равиы порозиь скорости света: $v=c$, $w=c$, то результат их сложеиия ие будет превышать скорости света $u=c$ (формула 13). Тем более, если v и w будут иметь зиачеиия любые, меиьшие скорости света, мы всегда в результате сложеиия иайдём скорость меиьшую. Итак, скорость света есть предельиое зиачеиие всех скоростей и ие может быть превзойдеиа.

VII. МАССА И ЭНЕРГИЯ

1. ДАВЛЕНИЕ СВЕТА

121. Со времени Ньютона масса является важнейшей характеристикой всякого тела, всякой выделенной части материи, будь то Солнце или атом, поездной состав или электрон. Масса определяет физические свойства и значение тел при их участии в самых разнообразных процессах.

Однако распространённейший класс явлений—свет во всех его проявлениях—до конца XIX в. стоял особо в физическом учении о массе: имеет ли свет массу?

Ответ на этот вопрос дали знаменитые опыты П. Н. Лебедева[1] по световому давлению, выполненные в физической лаборатории Московского университета (1895—1910).

Максвелл теоретически пришёл к заключению: «В среде, в которой распространяются электромагнитные волны, существует давление в направлении нормальном к волнам, численно равное энергии в единице объёма»[2].

---

[1] Лебедев Пётр Николаевич (1866—1912), профессор Московского уииверситета. В исследоваиии светового давлеиия и в других работах обиаружил изумительное эксперимеитаторское искусство при изучеиии труднейших вопросов физики. Оставил миогочислеииую школу учеииков, которые явились руководителями кафедр во многих иаучиых учреждениях и уииверситетах.

[2] «Трактат», гл. XX, 792, 793.

Вычисления по этой теории дают: давление отвесных лучей Солнца для чёрной поверхности 0,4 $\frac{мг}{м^2}$, для абсолютно отражающей — 0,8 $\frac{мг}{м^2}$.

Это-то ничтожное давление света П. Н. Лебедев сумел опытно обнаружить через 27 лет после теории Максвелла.

Сильный пучок света направлялся на подвешенные в высоком вакууме на тончайшей кварцевой нити крылышки P_1 P_2 (рис. 232), или диски из платины, слюды, алюминия (толщина 0,1—0,01 *мм*). Давлением света эти крылышки отклонялись от положения равновесия; по отклонению на шкале зайчика зеркала *M* определялся угол кручения кварцевой нити и сила, действующая при её закручивании.

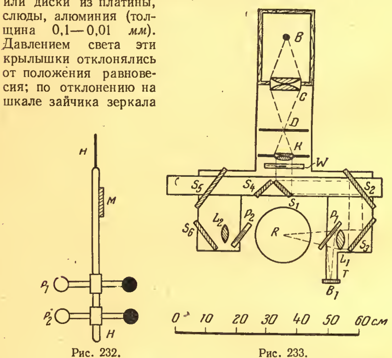


Рис. 232. Рис. 233.

Схема установки изображена на рисунке 233. Лучи сильной дуговой лампы *B* после прохождения через охлаждающие фильтры, при помощи линз *C* и *K*, зеркал S_1, S_2, S_3,... и линз L_1, L_2 направлялись с той или другой стороны на крылышки *R*, подвешенные в центре стеклянного баллона (диаметр 20 *см*), давление в котором было не выше 10^{-4} *мм* Hg.

П. Н. Лебедеву и его сотрудникам пришлось провести обширные вспомогательные исследования, пока не удалось достигнуть требуемой точности наблюдений.

Результаты длительной работы в течение ряда лет П. Н. Лебедев формулирует так[1]:

1. «Падающий пучок света производит давление как на поглощающие, так и на отражающие поверхности...

2. Силы давления света прямо пропорциональны энергии падающего луча и не зависят от цвета».

Значения давления света, определённые опытами П. Н. Лебедева, равны тем значениям, которые предвидела теория Максвелла.

Установив факт давления света (1900) на твёрдые тела (диски металлов), П. Н. Лебедев перешёл к неизмеримо более трудной задаче — он обнаружил давление света на газы (1910), причём ему приходилось измерять ничтожные силы (например, давление света для H_2 равно $0{,}76 \cdot 10^{-6}$ *дин/см*^{2}).

Таким образом, давление света установлено прямыми опытами.

Эти замечательные исследования принесли П. Н. Лебедеву мировую славу; множество учёных обществ и университетов, среди которых лондонское Королевское общество, избрало его своим почётным членом. Этим признавалась не только его работа как выдающегося экспериментатора, но и особенно то великое открытие, которое непосредственно вытекает из его опытов: свет, отклоняя крылышки, сообщает им импульс K и количество движения: $K = Mv$, где M — масса крылышек, v — их скорость; такое же количество движения теряет свет (I, § 35):

$$K = mc, \tag{14}$$

где m — масса света, c — его скорость. Доказано: свет имеет массу.

Этим положением свет включён в материальную жизнь мира, как вид материи, имеющей свою основную характеристику — массу. Дальнейшее развитие этого учения изложено в квантовой теории света (гл. V.)

2. ВЗАИМНАЯ СВЯЗЬ МАССЫ И ЭНЕРГИИ

122. Рассмотрим более подробно самый процесс давления света. Пусть нормально к свободной чёрной пластинке (к крылышку) s *см*^{2} (рис. 234) падает плоская световая волна; приносимая светом энергия dE преобразуется в работу перемещения пластинки на расстояние dh при действии силы давления ps, где p — давление света на пластинку s *см*^{2}:

$$dE = ps \cdot dh.$$

[1] П. Н. Лебедев, Опытное исследование светового давления. Собрание сочинений, 1901, стр. 147.

Но dh есть расстояние, на котором свет, распространяясь со скоростью c, произвёл в течение времени импульса dt работу перемещения пластинки в её новое положение; поэтому:

$$dh = c \cdot dt;$$

$$dE = psc \cdot dt;$$

отсюда:

$$p = \frac{dE}{sc \cdot dt};$$

в знаменателе этого выражения имеем объём dv:

$$sc \cdot dt = s \cdot dh = dv,$$

в котором произошло преобразование энергии волн света в работу силы давления света.

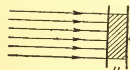


Рис. 234.

Поэтому:

$$p = \frac{dE}{dv} = \psi, \qquad (15)$$

где ψ — плотность энергии света, т. е. энергия в единице объёма.

Следовательно, приходим к определению Максвелла (стр. 233): давление света или вообще давление лучистой энергии численно равно плотности энергии.

Импульс K, или количество движения, сообщённое силой $f = ps$ площадке, на которую произведено давление, выразим так:

$$dK = f \cdot dt = ps \cdot dt;$$

$$dK = \frac{dE}{c}; \; K = \frac{1}{c} \int_0^E dE;$$

импульс длится в течение времени полного преобразования энергии:

$$K = \frac{E}{c}. \qquad (16)$$

По закону сохранения количества движения (I, § 35) это же количество движения K будет потеряно излучением за время dt преобразования в работу. Для того чтобы выразить это количество движения, необходимо излучению или свету, занимающему объём v, приписать массу m; тогда:

$$K = mc. \qquad (14)$$

Сопоставив формулы (16) и (14), приходим к соотношению:

$$E = mc^2. \qquad (17)$$

Эта формула — одна из основных в современной физике; она устанавливает соотношение между энергией и массой. Вывод этого соотношения опирается на опытный факт светового давления и на общие определения массы, количества движения, энергии и её превращений и потому является соотношением, имеющим общее значение. Существуют иные выводы соотношения (17); но основная, реальная проверка соотношения между энергией и массой происходит при ядерных реакциях; теория и расчёты превращения атомных ядер и использование ядерной энергии основаны на соотношении (17), как мы это своевременно увидим (гл. VIII).

123. Физический смысл формулы:

$$E = mc^2, \quad \text{или:} \quad E = c^2 m$$

состоит в утверждении, что массе тела m в данном его состоянии соответствует пропорциональное количество энергии E и обратно. Следовательно, если изменяется масса тела на Δm, то соответственно изменяется его энергия на ΔE:

$$\Delta E = c^2 \cdot \Delta m. \tag{18}$$

Обратно — если изменяется энергия тела на ΔE, то соответственно изменяется масса на Δm:

$$\Delta m = \frac{1}{c^2} \Delta E. \tag{18'}$$

Так как $c^2 = (3 \cdot 10^{10})^2 = 9 \cdot 10^{20} \sim 10^{21}$, то: 1) при изменении массы $\Delta m = 1$ *г* возникает огромное изменение энергии $\Delta E = 9 \cdot 10^{20}$ *эргов* $= 9 \cdot 10^{13}$ *дж*; 2) при изменении энергии $\Delta E = 1$ *эргу* соответственно возникает ничтожное изменение массы $\Delta m \sim 10^{-21}$ *г*.

Поэтому при обычных макроскопических процессах механики и термодинамики (при ударе, деформации, нагревании, парообразовании и т. д.) мы легко замечаем и учитываем изменение энергии, но не замечаем изменения массы, которое пропорционально изменению энергии, но трудно обнаруживается по своей малой величине (переводный множитель 10^{-21}).

Знаменитые опыты М. В. Ломоносова (1756) и Лавуазье (1789), повторенные и уточнённые Ландольтом (1908), установившие закон сохранения массы, сопровождались изменениями энергии веществ, участвующих в реакциях (нагревание, охлаждение), но соответствующие изменения масс по их ничтожности не могли быть учтены наблюдателями.

Иная картина возникает при ядерных реакциях; изменения энергии ΔE огромны, порядка 10^{10} *э-в* и больше, почему и изменения массы Δm становятся заметны и измеримы («дефект массы», гл. VIII).

На основании этих представлений можно заключить, что всякое тело, всякая часть выделенной материи имеет массу m и связанную с этой массой энергию E, причём их взаимная связь изображается формулой соотношения массы и энергии:

$$E = c^2 m;$$

это значит, что массе в 1 *г* любого вещества соответствует колоссальное количество энергии $9 \cdot 10^{20}$ эргов, и обратно — 1 эргу энергии соответствует 10^{-21} *г* массы. Две основные характеристики всякого тела — масса и энергия — неотделимы друг от друга, и их изменения всегда взаимно пропорциональны.

Эти идеи о массе и энергии были впервые введены Эйнштейном в теории относительности (1905); здесь они изложены в той форме, к которой привела их эволюция в течение пятидесяти лет.

3. ЗАВИСИМОСТЬ МАССЫ ОТ СКОРОСТИ

124. Изменение массы электрона при нарастании его скорости было установлено опытами многих учёных (II, § 178) и было показано, что изменение скорости происходит по закону:

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, \tag{19}$$

появившемуся в теории относительности Эйнштейна как одно из её следствий. Рассмотрим один из выводов этой формулы.

Уравнение II закона Ньютона для случая переменной массы (I, § 38) имеет вид:

$$f \cdot dt = d(mv);$$

$$f \cdot dt = m \cdot dv + v \cdot dm; \tag{a}$$

работа на отрезке ds, равная затраченной энергии dE на этом пути, выразится уравнением:

$$dE = f \cdot ds = fv \cdot dt;$$

поэтому уравнение (a) принимает вид:

$$dE = mv \cdot dv + v^2 \cdot dm.$$

Введём общее соотношение массы и энергии:

$$dE = c^2 \cdot dm;$$

$$c^2 \cdot dm = mv \cdot dv + v^2 dm.$$

Разделим переменные:

$$(c^2 - v^2)\frac{dm}{m} = v \cdot dv;$$

$$\frac{dm}{m} = \frac{v \cdot dv}{c^2 - v^2}.$$

При интегрировании полагаем, что при $v=0$ масса имеет значение m_0 — масса покоя; при скорости v значение массы обозначим через m; тогда:

$$\int_{m_0}^{m} \frac{dm}{m} = \int_{0}^{v} \frac{v \cdot dv}{c^2 - v^2};$$

$$\Big|_{m_0}^{m} \ln m = -\Big|_{0}^{v} \frac{1}{2} \ln (c^2 - v^2);$$

$$\ln \frac{m}{m_0} = \ln \left[\frac{c^2 - v^2}{c^2}\right]^{-\frac{1}{2}};$$

$$\frac{m}{m_0} = \left[\frac{c^2 - v^2}{c^2}\right]^{-\frac{1}{2}};$$

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}; \quad m = m_0 \beta^{-1}. \qquad (19)$$

Это и есть та формула, которая даёт закон изменения массы в зависимости от изменения скорости, который был удостоверен при движении электрона опытами Кауфмана и других (II, § 178). Основное положение механики Ньютона $m = m_0$, масса инварианта. Закон (19) говорит, что это положение постольку справедливо, поскольку скорости перемещения массы v малы по сравнению со скоростью света. В технических вопросах мы имеем все основания считать массу постоянной, так как скорость технических макропроцессов мала по сравнению со скоростью света c. Но при изучении движения электрона и других элементарных частиц в атоме и ядре приходится вводить поправки по закону (19), ибо тут мы имеем дело со скоростями, сравнимыми со скоростью света.

125. Введём в соотношение массы и энергии выражение массы, зависимой от скорости:

$$E = mc^2; \quad E = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}.$$

Разлагая знаменатель в ряд, имеем:

$$mc^2 = m_0 c^2 + \frac{1}{2} m_0 v^2 + \frac{3}{8} \frac{m_0 v^4}{c^2} + \ldots$$

Если скорость v мала по сравнению с c, то можем взять только первые два члена разложения:

$$mc^2 = m_0 c^2 + \frac{1}{2} m_0 v^2. \qquad (20)$$

Это выражение говорит, что известное выражение кинетической энергии:

$$\frac{1}{2} m_0 v^2 = \Delta E$$

оценивает лишь ничтожное приращение энергии, обусловленное переходом массы m_0 от покоя ($v = 0$) к движению со скоростью v:

$$\frac{1}{2} m_0 v^2 = mc^2 - m_0 c^2, \qquad (21)$$

огромный же запас энергии $m_0 c^2$, соответствующий массе покоя, остался скрытым в веществе и при покое, и при движении; об этой концентрации энергии в веществе нам становится известным лишь при ядерных процессах (гл. VIII). Так, мы уже видели (стр. 237), что «собственная» энергия, сконцентрированная в массе покоя $m_0 = 1$ *г* любого вещества, выражается огромным числом:

$$E = m_0 c^2 = 1 \cdot 9 \cdot 10^{20} = 9 \cdot 10^{20} \text{ эргов.}$$

Так же вычисляется «собственная» энергия массы покоя электрона $m_e = 9{,}1 \cdot 10^{-28}$ *г* (II, § 175):

$$E_e = m_e c^2 = 9{,}1 \cdot 10^{-28} \cdot 9 \cdot 10^{20} = 0{,}81 \cdot 10^{-6} \text{ эргов} = 0{,}5 \cdot 10^{6} \text{ э-в.}$$

Отметим этот результат: энергия, соответствующая массе покоя электрона, равна половине миллиона электрон-вольт.

По этому образцу могут быть вычислены «собственные» энергии масс покоя и других частиц.

Уравнение (20) выражает закон сохранения энергии; его же можно написать в виде закона сохранения массы:

$$m = m_0 + \frac{1}{2c^2} m_0 v^2,$$

или:

$$m = m_0 + \frac{\Delta E}{c^2},$$

где $\frac{\Delta E}{c^2} = \Delta m$ — приращение массы, соответствующее приращению энергии, появляющейся в виде кинетической энергии тела, получившего скорость v.

Обобщая последние выводы, приходим к заключению, что при всех явлениях, при которых изменяется энергия системы, соответственно изменяется её масса, и обратно — при изменении массы изменяется энергия и при том так, что для всякого момента эти параллельно идущие процессы обусловливают для всякого тела соотношение:

$$E = mc^2.$$

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

126. Важно отметить — и это есть одно из основных воззрений современной физики, — что с этой точки зрения можно говорить о массе излучения:

$$m = \frac{E}{c^2}$$

и об его инерции, которая оценивается этой массой.

Развивая эти мысли далее и принимая, что масса инертная (или инерциальная) эквивалентна массе гравитационной (или тяготеющей), можно говорить о гравитационной массе излучения, т. е. о её весе, в частности о весе света (I, § 57).

На основании этих соображений Эйнштейн высказал мысль, что лучи света в сильных полях тяготения, например — около Солнца, должны искривляться в сторону притягивающей массы. Поэтому звёзды, лучи которых проходят около края Солнца S (рис. 235), будут для наблюдателя O казаться смещёнными из положения Σ в Σ_1. Смещение лучей, даже в мощном поле Солнца, очень мало; Эйнштейн вычислил, что луч света, проходя на расстоянии r от центра Солнца, должен претерпеть отклонение на угол δ:

$$\delta = 1'',75 \cdot \frac{1}{r}.$$

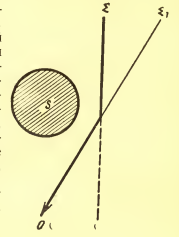


Рис. 235.

Возможность астрономической проверки этого вывода появляется только во время полного солнечного затмения, когда диск Солнца закрыт диском Луны и можно фотографировать звёзды, находящиеся около края солнечной поверхности; из сравнения их положений во время солнечного затмения с их положениями, когда Солнце не проектируется в данную область неба, выясняется существование и размер смещения звёзд, а значит — и искривление лучей света. Специальные экспедиции во время солнечных затмений 1919 и 1922 гг. (в Бразилии и Австралии) сделали многочисленные снимки; на них установлено несомненное смещение звёзд, и притом величина этого смещения соответствует формуле Эйнштейна. Таким образом, существование у света гравитационной массы, повидимому, подтверждается этими наблюдениями, хотя существуют мнения, что эти отклонения лучей света могут иметь и иные причины в области поля Солнца, близкой к его поверхности.

127. Итак, важнейшие выводы из двух принципов Эйнштейна можно выразить так:

1. Относительность измерений времени и пространства.
2. Идея о собственном времени и о постоянстве скорости света.
3. Зависимость массы от скорости.
4. Взаимосвязь массы и энергии.

Совокупность этих положений теперь обычно называют частным принципом относительности, так как Эйнштейн в 1915 г. высказал более общее положение об относительности всех явлений мира, которое названо им общим принципом относительности.

Обобщение, которое ввёл Эйнштейн, заключается в том, что в выражении I и II принципа (стр. 229) он выкинул слова: «находящихся в равномерном движении относительно друг друга»; тогда появляется общий принцип относительности.

Во всех системах мира законы всех явлений тождественны, независимо от того, какие движения — прямолинейные, криволинейные, ускоренные и т. д.—эти системы совершают друг относительно друга. Этот принцип есть постулат, он не вытекает ни из каких опытных фактов, как частный принцип; его надлежит оправдать исследованием — совпадают ли следствия, из него вытекающие, с ходом природы, или противоречат каким-либо опытным исследованиям.

Обзор основных положений теории относительности показывает, что эта теория внесла ряд основных новых понятий и положений в физическое учение о мире, в котором мы живём. Несмотря на то, что эти понятия введены 50 лет назад, они всё же признаются «новыми», так как наряду с ними остаются и имеют полное значение «старые» понятия, имеющие многовековую давность. Это происходит оттого, что новые соотношения, определяемые теорией относительности, выявляются только тогда, когда $\beta=\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}$ не может быть заменено единицей, т. е. при движениях и процессах, протекающих с огромными скоростями, которые мы встречаем в атомных и ядерных процессах, а также и во всех процессах, где прямую или косвенную роль играет распространение света.

На почве «новизны» теории относительности возникли многочисленные идеалистические и просто ошибочные их толкования, о которых отчасти говорил уже В. И. Ленин в своём труде «Материализм и эмпириокритицизм» (1908).

Остановимся на двух важнейших толкованиях.

1. **Масса тела** изменяется и уменьшается; отсюда делается вывод об исчезновении материи. Но, во-первых, масса не материя, а атрибут, характеристика данной части материи, равно как и

энергия — вторая её характеристика. Во-вторых, нигде не установлено исчезновение массы; во всех случаях ядерных процессов, где может возникнуть этот вопрос, имеется лишь преобразование массы в иные формы её существования.

2. В связи с соотношением $E=mc^2$ говорят о преобразовании массы в энергию, и обратно. Нигде не наблюдался этот процесс; как уже было разъяснено (стр. 240), мы всегда наблюдаем два параллельных процесса — преобразования масс и преобразования энергии.

Новое учение об относительности возникло, как возникает всякая физическая теория: когда благодаря возросшей точности наблюдений накопились факты, не охватываемые старой теорией ньютоновской механики, пришло время расширить теорию, оплодотворив её новыми идеями. Если, обозрев всю теорию относительности, отыскать в ней основной пункт, от которого идёт развитие всего учения, то следует указать на факт распространения света с постоянной, но конечной скоростью по всем направлениям, независимо от движения наблюдателя. Отсюда — запаздывание сигналов о событиях, разделённых пространственным интервалом, понятие об относительности измерений времени и пространства, новое представление об одновременности и т. д.; этот опытный факт с присоединением обобщения механического принципа относительности на все явления природы и составляет исходный пункт теории относительности.

ЧАСТЬ VII
АТОМНАЯ ФИЗИКА

Глава V
ИЗЛУЧЕНИЕ И ПОГЛОЩЕНИЕ ЭНЕРГИИ

I. ВВЕДЕНИЕ

128. Изучая многообразные явления, наблюдаемые при распространении света (дисперсию, интерференцию, поляризацию и т. д.), мы до сих пор оставляли в стороне вопрос о возникновении света и вообще излучения. Длинные волны могут быть искусственно вызваны при помощи электромагнитных макро-вибраторов (§ 83; II, § 144, 147), но короткие волны, в том числе воспринимаемые нами как свет (0,76 — 0,4 μ), имеют своими источниками молекулы и атомы и связаны с процессами, происходящими в недрах атомов. Поэтому изучение электромагнитного излучения и поглощения является важнейшим средством, при помощи которого мы создаём себе представление о строении вещества и об атомных процессах.

Основное положение, которое характеризует эти процессы с наиболее общей точки зрения, вытекает из всего предыдущего обзора физических явлений; внутри атомов и молекул существуют электрические заряды, действуют электрические силы и существуют электромагнитные поля.

Физика XX в., сопоставляя уже описанные явления с теми, к рассмотрению которых мы переходим, пришла к выводу, что механика Ньютона и электродинамика Максвелла не могут быть без весьма принципиальных изменений применены к атомным процессам. Новые идеи в этой области дал впервые знаменитый германский физик Планк[1] (1900), введя понятие о квантах. Основная мысль Планка состоит в том, что энергия испускается и поглощается не непрерывно, а дискретно, отдельными порциями или количествами; эти количе-

[1] Макс Планк (1855—1947)—знаменитый учёный, основатель квантовой теории. Имеет ряд ценных работ в области термодинамики и статистической физики. Был профессором теоретической физики в Берлине.

ства энергии ε, которые участвуют в процессах излучения и поглощения, как целые порции энергии, были названы Планком **квантами** энергии. Вообще кванты могут иметь разные значения; при данном процессе лучеиспускания значение кванта ε пропорционально частоте ν колебаний:

$$\varepsilon = h\nu;$$

здесь h—коэффициент пропорциональности, называемый **постоянной Планка**; числовое значение этой постоянной определено многообразными способами:

$$h = 6{,}62 \cdot 10^{-27} \text{ эрг}\cdot\text{сек}.$$

В макромеханике величина, имеющая размер [*эрг. сек*] = $[C^2G^1S^{-1}]$, называется «действием», поэтому h называют квантом действия в отличие от ε кванта энергии.

Чтобы понять возникновение, развитие и всеобщее значение теории квантов, следует обратиться к обзору наших опытных сведений о явлениях лучеиспускания и поглощения.

II. ОБЩИЕ ЗАКОНЫ ИЗЛУЧЕНИЯ

А. ЗАКОН КИРХГОФА

129. При изучении спектроскопии были рассмотрены разнообразные способы и приборы, при помощи которых можно изучать невидимые части спектра. Болометр (§ 35), усовершенствованный Лангл ее м, дал возможность очень точно выяснить распределение энергии в солнечном спектре и в других спектрах. Употребляя призмы из каменной соли, а вместо чечевиц—серебряные зеркала, исследователи помещали проволоку LL болометра (рис. 236) в разные места солнечного спектра (рис. 76). Болометр позволял различать 10^{-8} градуса.

Исследования Лангле я (1886) показали, что энергия весьма неравномерно распределена в солнечном спектре (рис. 237).

а) В спектре есть место с максимальной энергией; максимум энергии в солнечном нормальном (§ 31, 66) спектре приходится на волны $0{,}55\,\mu$ — $0{,}60\,\mu$, т. е. на жёлтые и зелёные лучи.

б) От этого максимума энергия падает и в сторону красного, и в сторону фиолетового конца; болометр может следить за распределением энергии как в области ультрафиолетовых, так и особенно далеко в области инфракрасных лучей.

в) Резкие падения энергии соответствуют фраунгоферовым линиям; такие же падения можно проследить и в инфракрасной области, где они соответствуют «холодным» невидимым линиям.

Изучая спектр Солнца в разное время дня, Лангле й и другие исследователи нашли (рис. 238), что при высоком положении

Солнца не только максимум энергии лежит выше (кривая I), но он ещё перемещается в сторону меньших волн (к фиолетовому концу спектра), и наоборот, при низком положении Солнца, когда лучи его проходят толстый слой атмосферы, кривая II расположена ниже и максимум её сдвинут к красному концу. Пунктирная кривая III — теоретическая — показывает распределение энергии на границах атмосферы.

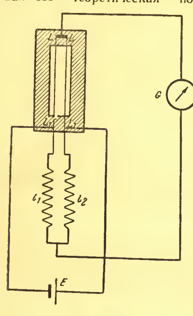


Рис. 236.

Подобные же кривые получены при изучении распределения энергии в инфракрасном спектре, излучаемом угольной сажей при разных температурах (рис. 239); на абсциссах отложены числа, пропорциональные показателям преломления в призме каменной соли лучей, соответствующих разным длинам волн, а на ординатах — соответствующая им энергия.

Из рассмотрения этих изотерм явствует, что: а) при повышении температуры вообще растёт излучаемая энергия; б) на каждой изотерме существует максимум энергии; в) максимумы изотерм последовательно возрастающих температур испускания (998°, 1095°, 1460°...) сдвинуты в сторону больших показателей преломления или в сторону меньших длин волн и больших частот. Эти заключения о спектре сажи и других излучателей аналогичны заключениям о спектре Солнца.

Подобные исследования спектров и распределения в них энергии привели к общим выводам о природе излучения и о способах его распространения.

130. Всякая излучающая и поглощающая лучи система может быть рассматриваема как термодинамическая система; все величины, входящие в уравнения I и II начала термодинамики, могут быть определённо указаны как характеристики процесса лучеиспускания и поглощения:

1. Внутренняя энергия U — это тот запас энергии системы, который обусловливает самую возможность лучеиспускания и интенсивность этого процесса (I, § 147, 224).

2. Внешняя работа W — производится давлением излучения, существование которого экспериментально установлено П. Н. Лебедевым (§ 121):

$$dW = p \cdot dv.$$

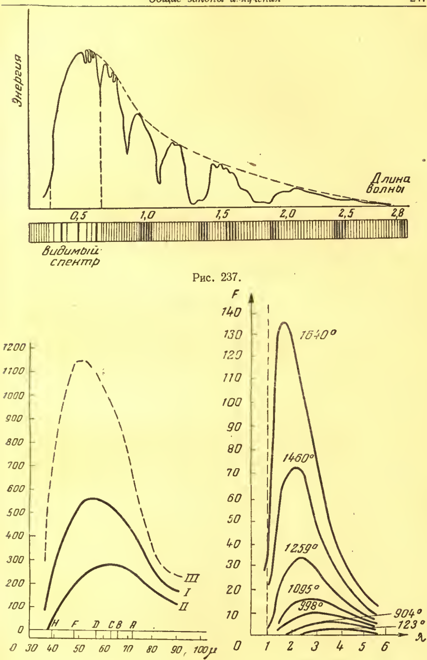


Рис. 237.

Рис. 238.

Рис. 239.

3. Всякий естественный процесс лучеиспускания есть хаотическое сочетание электромагнитных волн с разнообразными амплитудами, длинами волн, фазами колебаний, частотами; это есть процесс нестройный, стремящийся к равновесию, но его недостигающий. Поэтому процесс свободного распространения света есть процесс необратимый и сопровождается рассеянием энергии; следовательно, можно ставить вопрос об энтропии лучистой энергии S, именно о возрастании энтропии при данном процессе лучеиспускания (I, § 254, 263).

4. Из предыдущего вытекает понятие о температуре излучения T. Температуру тех тел, которые находятся в тепловом равновесии с излучением, будем называть температурой излучения.

На основании этих соображений, основное уравнение термодинамики, в котором соединены оба начала (I, § 265):

$$\left.\begin{array}{l} \text{I. } dQ = dU + p\cdot dv \\ \text{II. } dQ = T\cdot dS \end{array}\right\} T\cdot dS = dU + p\cdot dv$$

может быть применено к процессам лучеиспускания.

131. Совершенно особенный характер получает процесс, если некоторое количество излучения заключено в адиабатную оболочку, т. е. в область, выделенную из пространства непроницаемыми для света и тепла, например асбестовыми, или керамическими, стенками. Условимся, что как оболочка M (рис. 240), так и излучающее тело N, внесённое в область, ограниченную этой адиабатной оболочкой, принадлежит к такого рода телам, в которых поглощение света не ведёт ни к каким молекулярным или атомным изменениям; пусть, например, в этих телах поглощение энергии не возбуждает флуоресценции, электрических явлений в роде фотоэффекта и т. д.; единственным результатом поглощения энергии является нагревание, т. е. тепловые явления, почему и самый процесс при этих условиях может быть назван тепловым излучением. Конечно, это удобное название не должно затмевать наше основное представление об излучении всякого рода как о процессе по существу электромагнитном (§ 107). Но указанное ограничение позволяет нам вводить в исследование только радиации совершенно нестройного, хаотического характера, следовательно, именно такие явления, к которым применимы все статистические и термодинамические положения (I, § 171, 172).

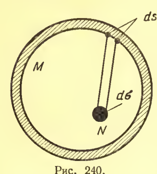


Рис. 240.

Количество энергии E, излучаемой телом N в единицу времени с единицы поверхности, называется его испускательной

способностью при данной температуре; если в то же время единица поверхности тела N получает от оболочки M количество энергии I, из которой поглощает количество AI, то A называется поглощательной способностью тела N; вообще $A<1$.

При указанных условиях, если тело N заключено в адиабатную оболочку, с течением времени в этой системе тел устанавливается термодинамическое равновесие при определённой температуре T, которая уже более не изменяется. В самом деле, если бы тело N стало нагреваться, т. е. если бы его температура стала выше, чем температура тела M, то это значило бы, что тепло само собой переходит от тела M — менее нагретого к телу N — более нагретому; наоборот, если бы тело N охлаждалось, то этот процесс сопровождался бы таким же переходом тепла от менее нагретого тела N к более нагретому M. Тот и другой процесс противоречат II началу термодинамики (I, § 256).

Таким образом, раз установившаяся в системе температура T остаётся неизменной, что и характеризует термодинамическое равновесие системы.

Но неизменность температуры тела N обусловлена не тем, что в системе нет движения энергии; наоборот, в ней всё время происходит испускание и поглощение лучей; температура тела N остаётся постоянной вследствие равенства излучённой и поглощённой энергии за каждый промежуток времени. Этот процесс подвижного равновесия излучения при данной температуре T характеризуется равенством:

$$E = AI. \tag{1}$$

Итак, из II начала термодинамики вытекает, что радиация может и не нарушить равновесия температуры.

132. Кирхгоф обобщил это утверждение и вывел из него замечательные следствия.

I. Величины E и A в уравнении (1) относятся к телу N, а I — к оболочке M. При основном нашем предположении о совершенной нестройности теплового излучения мы должны себе представлять, что полное излучение оболочки M состоит из всевозможных радиаций, соответствующих длинам всех волн от 0 до ∞. Если $I_\lambda\, d\lambda$ есть излучение, соответствующее интервалу длин волн от λ до $\lambda+d\lambda$, то для энергии, излучаемой в единицу времени оболочкой и падающей на тело, находим общее выражение:

$$I = \int_0^\infty I_\lambda\, d\lambda.$$

Обозначив через A_λ поглощательную способность тела N для радиации, определяемой волной λ, находим общее выражение

для всей поглощённой этим телом энергии:

$$AJ = \int_0^\infty A_\lambda I_\lambda d\lambda,$$

почему уравнение (1) получает более общий вид:

$$E = \int_0^\infty A_\lambda I_\lambda d\lambda; \tag{1'}$$

здесь E есть функция только температуры, а A_λ и I_λ — функции температуры и длины волны, причём A_λ не зависит от I_λ.

II. Пусть для всех λ поглощательная способность тела N равна единице: $A_\lambda = 1$, следовательно, $A = 1$; такое тело, поглощающее все падающие на него лучи, называется абсолютно или идеально чёрным; в дальнейшем будем такое тело просто называть чёрным.

Будем последовательно помещать внутри оболочки абсолютно чёрные тела N_1, N_2, $N_3 \ldots$. Тогда по уравнению (1′) имеем для каждого из них при $A = 1$:

$$E_1 = \int_0^\infty I_\lambda d\lambda;\ E_2 = \int_0^\infty I_\lambda d\lambda;\ E_3 = \int_0^\infty I_\lambda d\lambda \ldots$$

$$E_1 = E_2 = E_3 = \ldots;$$

при данной температуре испускательная способность всех чёрных тел есть величина постоянная; это значит, что испускательная способность чёрного тела является функцией только его температуры.

Введём для этой величины специальное обозначение E_T, так что:

$$E_1 = E_2 = E_3 = \ldots = E_T.$$

III. Если оболочка M чёрная, а тела, в неё помещаемые N_1, N_2, $N_3 \ldots$, различны, могут быть чёрные, могут быть не чёрные, то по формуле (1) можем написать:

$$E_1 = A_1 E_T;\ E_2 = A_2 E_T;\ E_3 = A_3 E_T \ldots$$

$$\frac{E_1}{A_1} = E_T;\ \frac{E_2}{A_2} = E_T;\ \frac{E_3}{A_3} = E_T \ldots$$

Отношение испускательной способности любого тела к его поглощательной способности при данной температуре есть величина постоянная, равная испускательной способности чёрного тела при этой температуре. Итак, для всякого тела действительно соотношение:

$$\frac{E}{A} = E_T, \text{ или: } E = A \cdot E_T. \tag{2}$$

Это и есть одно из выражений закона Кирхгофа (1854), который можно ещё формулировать так: отношение испускательной способности тела к его поглощательной способности зависит только от его температуры и равно испускательной способности чёрного тела при этой температуре.

133. Кирхгоф, опираясь на соотношение (2), обобщил свой закон для всякой категории лучей, показав, что формула (2) справедлива для E_λ и A_λ, соответствующих лучеиспусканию и лучепоглощению данной длины волны λ:

$$\frac{E_\lambda}{A_\lambda} = E_{T\lambda}, \text{ или: } E_\lambda = A_\lambda E_{T\lambda}. \qquad (3)$$

Оба выражения закона Кирхгофа приводят к следующим заключениям:

1. Если $A = 0$, то и $E = 0$; тело, совершенно непоглощающее лучей, т. е. тело, или абсолютно зеркальное, или абсолютно прозрачное, не испускает никаких лучей.

2. Подобное же заключение следует из формулы (3): если $A_\lambda = 0$, то и $E_\lambda = 0$; если тело не поглощает лучей данной длины волны (например, красных лучей $\lambda = 6438$ Å), то этих лучей оно и не испускает.

3. При $A = 1$, $E = E_T$, $E_\lambda = E_{T\lambda}$; испускательная способность чёрного тела максимальна, больше E всякого нечёрного тела.

4. Если $A > 0$, то и $E > 0$; если $A_\lambda > 0$, то и $E_\lambda > 0$; вместе с тем для всякого нечёрного тела $A_\lambda < 1$ и $E_\lambda < E_{T\lambda}$; поэтому всякое тело из тех лучей, которые при данных T и λ испускаются чёрным телом, поглощает те, которые оно само испускает.

Это теоретическое следствие Кирхгоф разъяснил опытным исследованием (1860), которое имело решающее значение для обоснования спектрального анализа (§ 31). Сам Кирхгоф эти опыты описывает так:

1) «Я взял очень слабый солнечный спектр и поместил перед щелью прибора (спектроскопа) пламя натрия Na (рис. 241). Я увидел, что тёмная (фраунгоферова) линия D превратилась в светлую.

2) Затем я пропустил через пламя натрия яркий солнечный луч и ... увидал, что тёмная линия D выступила с необыкновенной силой.

3) Я заменил солнечный луч Друмондовым светом[1], спектр которого как спектр всякого раскалённого твёрдого или жидкого тела не имеет тёмных линий (спектр сплошной). Если свет этого источ-

[1] Друмондов свет—излучение куска мела или извести, накалёиного в пламени гремучего газа. Назван так по имени английского офицера Друмонда, который его предложил в 1828 г.

ника проходил через натриево пламя, то вместо линий натрия D появлялись тёмные полосы...»

Указанные явления легко объяснимы предположением, что пламя натрия обладает способностью поглощать лучи той преломляемости, которые оно само испускает.

Исследование Кирхгофа даёт объяснение спектрам поглощения (§ 31); линейчатый их характер обусловлен обращением линейчатых спектров испускания: где в спектре испускания тела светлая линия, там в его спектре поглощения тёмная; избирательное испускание связано с избирательным поглощением. Можно отметить аналогию (хотя и не полную) с явлениями резонанса: тело способно испускать и поглощать волны одной и той же длины λ (одного и того же периода T).

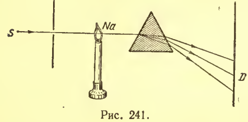


Рис. 241.

5. Чёрное тело поглощает при данной температуре всевозможные лучи, волны всякой длины; поэтому его спектры, как спектр поглощения, так и спектр испускания,—сплошные, а не линейчатые.

6. Испускательная способность чёрного тела при данной температуре T и для данной длины волны:

$$E_{T\lambda} = f\ (\lambda,\ T),$$

как видно из уравнения (3), есть универсальная функция—одна и та же для всех тел. Для определения вида этой функции, называемой функцией Кирхгофа, были произведены многие экспериментальные исследования, а теоретическое решение задачи о функции $E_{T\lambda}$ и о распределении энергии в спектре чёрного тела привели к возникновению и развитию теории квантов.

Б. ЗАКОН СТЕФАНА

1. Чёрное излучение

134. Опытное изучение излучения чёрного тела могло быть осуществлено лишь тогда, когда в руках экспериментаторов оказался излучатель, для которого можно было положить $A=1$. Среди окружающих нас «чёрных» тел ни одно не может быть принято за идеально чёрное; так, для чёрной бумаги $A=0{,}95$, для сажи $A=0{,}98$, для чёрного бархата $A=0{,}996$. Поэтому были предприняты исследования, как искусственно осуществить идеально чёрное тело. Впервые идею

о таком чёрном теле высказал русский физик В. А. Михельсон[1]: впоследствии она была осуществлена Лумером и Вином.

Всем известно, что окно в комнате, освещённое извне, снаружи кажется чёрным; также чёрным мы видим люк подвала или погреба. Это происходит потому, что свет, проникший в это единственное отверстие, многократно отражаясь от стенки к стенке, постепенно поглощается внутри; так как отверстие сравнительно мало по отношению к поверхности стен, наружу выходит лишь незначительная часть лучей. На этом принципе построено идеально чёрное тело. Цилиндр (или шар, или куб) с зачернёнными внутри стенками (рис. 242) имеет узкое отверстие O; луч, попавший внутрь этого тела, практически уже не выходит из него. Положим, что погло-

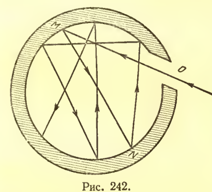



Рис. 242.

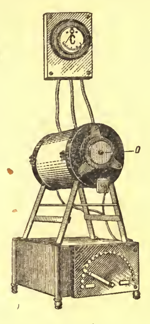


Рис. 243.

щательная способность стенки $A=0{,}8$; после первого отражения в M только 0,2 энергии отразится и упадёт в точку N, где вновь будет поглощено 0,8 падающей энергии и отразится только $(0{,}2)^2=0{,}04$ первоначальной энергии луча; при третьем отражении отразится лишь $(0{,}2)^3=0{,}008$ первоначальной энергии и т. д.; вообще после n отражений из первоначального запаса останется $(0{,}2)^n$ энергии; так как n может быть сколь угодно велико, то для малого отверстия O можем положить $A=1$, т. е. считать его идеально чёрным телом. Из этого следует, что цвет внутренних стенок не играет роли, всё равно в конце концов многочисленные внутренние отражения и поглощения энергии позволяют для отверстия положить $A=1$. Так устроен чёрный поглощатель.

[1] Михельсои Владимир Александрович (1860—1927), профессор академии имеии Тимирязева (б. Петровской) в Москве. Его осиовные работы посвящеиы закоиам лучеиспускаиия и спектральиому аиализу.

Луммер и другие физики на этом основании построили чёрный излучатель энергии для наблюдения его излучения при разных температурах. На цилиндр из высокоогнеупорной фарфоровой массы наматывается спирально лента из платины или молибдена; в основании цилиндра образовано малое отверстие (рис. 243). Через реостат R лента вводится в электрическую цепь; цилиндр накаливается током до любой температуры, измеряемой пирометром (§ 35), термопара которого введена внутрь цилиндра, а гальванометр G градуирован прямо на градусы. Этот внутренний цилиндр вставлен во второй с асбестовой изоляцией снаружи и внутри.

При данной температуре стенки внутреннего цилиндра имеют определённую испускательную способность E_T; излучение этой поверхности, после бесчисленных отражений окажется хаотически нестройным и будет в состоянии термодинамического равновесия со всей излучающей системой. Поэтому из отверстия O (рис. 243) будет выходить чёрное излучение, соответствующее температуре T, хотя сам цилиндр может быть при этой температуре раскалён добела. Таким образом, отверстие O представляет собой идеально чёрное тело, дающее излучение, соответствующее температуре T. Это излучение характеризуется интегральным E_T для всевозможных λ; его можно при помощи спектральных приборов разложить и изучать состав этого излучения, выделяя части $E_{T\lambda}$, соответствующие различным длинам волн.

2. Закон Стефана

135. Относительно полного излучения чёрного тела венгерский физик Стефан экспериментально установил (1879), что энергия, излучаемая в 1 *сек.* с 1 *см*² поверхности чёрного тела, т. е. его испускательная способность пропорциональна четвёртой степени абсолютной температуры:

$$E_T = \int E_{T\lambda} \cdot d\lambda; \quad E_T = \sigma T^4;$$

это закон Стефана, или Стефана-Больцмана, так как затем Больцман дал его теоретический вывод на основании принципов термодинамики (1884).

Измерения энергии, излучаемой чёрным телом (рис. 244) при разных температурах, производятся по следующей схеме:

1. Температура T излучения чёрного тела K отсчитывалась по гальванометру G, введённому в цепь термопары, один из спаев которой был помещён внутри чёрного тела K (рис. 243).

2. Испускательную способность чёрного тела E_T оценивали по изменению сопротивления тончайшей платиновой проволоки L, введённой в одно из плеч моста Уитстона, которое происходило вследствие нагревания проволоки при поглощении энергии,

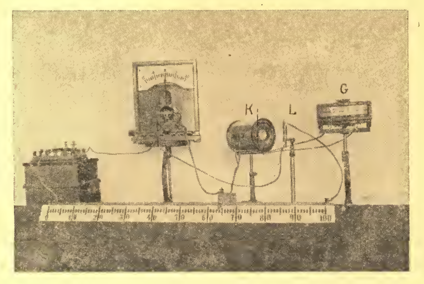


Рис. 244

падающей на неё из отверстия чёрного тела. По изменению сопротивления проволоки L (§ 130):

$$R_t = R_0 (1 + \alpha t),$$

находим изменение температуры Δt проволоки и затем вычисляем поглощённую проволокой энергию:

$$E_T = \text{Э}Q = \text{Э}mc\Delta t.$$

Приводим один из протоколов Луммера и Прингсгейма:

T	$E_T \frac{кал}{см^2 сек^1}$	$C = \frac{E_T}{T^4}$
810°	5150	121,6
868	6910	123,3
1378	44700	124,2
1470	57400	123,1
1497	60600	120,9
1535	67800	122,3
Среднее значение $C = 123,8$		

здесь:

$$C\cdot 10^{-10}=\sigma=\frac{E_T}{T^4}\left[\frac{кал}{см^2 сек^1 град^4}\right].$$

Ясно, что приведённая таблица даёт экспериментальное подтверждение закона Стефана:

$$E_T=C\cdot 10^{-10}T^4;\ E_T=123{,}8\cdot 10^{-10}\cdot T^4.$$

Подобные исследования были произведены в очень широких пределах температурной шкалы и дали экспериментальное подтверждение закона Стефана. Современные, более точные, измерения устанавливают:

$$\sigma=1{,}38\cdot 10^{-12}\left[\frac{кал}{см^2 сек^1 град^4}\right]=5{,}76\cdot 10^{-12}\left[\frac{ватт}{см^2 град^4}\right].$$

Закон Стефана, установивший зависимость интегральной испускательной способности чёрного тела E_T от температуры, не давал ещё возможности определить функцию Кирхгофа $E_{T\lambda}$, которая определяет отношение $\frac{E_\lambda}{A_\lambda}$ для всех тел. Следующим шагом к нахождению функции Кирхгофа являлся закон Вина.

В. ЗАКОН ВИНА

136. Теоретические исследования Вина привели его к соотношению, которое связывает длину волны максимума энергии в спектре чёрного излучения λ с его температурой T.

Экспериментальные исследования Ланглея (§ 129, рис. 238, 239), Луммера, Прингсгейма и других физиков установили, что если на диаграмме $[E, \lambda]$ построить изотермы (рис. 245), например, соответствующие $T=178°$; 330°; 815° и т. д., то: 1) все эти кривые имеют при определённом λ максимум энергии; будем обозначать длину волны, соответствующую максимуму энергии в спектре при данной температуре через λ_m; 2) ординаты всех изотерм быстро растут с повышением температур, как это и требуется законом Стефана; интегральное излучение, графически изображаемое площадями изотерм, растёт с повышением температуры; 3) все максимумы энергии на изотермах постепенно смещаются по мере повышения температур в сторону меньших длин волн; для λ_m Вином установлено соотношение:

$$\lambda_m T=b; \tag{5}$$

в такой форме закон Вина называется законом смещения; он определяет, как в спектре чёрного излучения смещается

максимум энергии при повышении температуры. Здесь b — постоянная, определяемая экспериментально; так, наблюдения Луммера и Прингсгейма при помощи болометра дают[1]:

$T°$	λ_m (в микронах)	$\lambda_m T = b$	E_m
621,2	4,53	2814	2,03
723,0	4,08	2950	4,28
908,5	3,28	2980	13,66
998,5	2,96	2956	21,50
1094,5	2,71	2966	34,0
1259,0	2,35	2954	68,8
1460,4	2,04	2979	145,0
1646,0	1,78	2928	270,6

В настоящее время полагают $b = 2880$, так что закон смещения напишется так:

$$\lambda_m T = 2880 \text{ микрон} \cdot \text{град}. \qquad (6)$$

Итак, закон Вина в формулах (5), (6), выведенный при помощи применения термодинамики к явлениям лучистой энергии и подтверждённый экспериментально, установил общий характер спектрального распределения энергии. Исходя из этого закона было выяснено, от каких величин должна зависеть функция Кирхгофа $E_{T\lambda}$, знание которой дало бы возможность вычислять энергию всякого участка спектра (для всякой λ) и при любой температуре. Эту задачу в общем виде решил Планк на основе совершенно новых представлений квантовой теории.

Закон Вина позволяет определять высокие температуры лучеиспускающих тел:

$$T = \frac{2880}{\lambda_m};$$

для этого необходимо исследовать распределение энергии в спектре раскалённого тела и найти длину волны, соответствующей максимуму энергии (рис. 245). Например, было уже выяснено (§ 129), что максимум энергии в спектре фотосферы Солнца приходится на $\lambda_m = 0{,}55\mu$; следовательно, температура фотосферы Солнца, т. е. его поверхности, спектр которой мы непосредственно наблюдаем, приближённо определится около 5300° С. Также можем судить о температурах поверхности звёзд по изучению их спектров;

[1] E_m выражено в произвольных единицах по отклонениям гальванометра.

так, температура Сириуса — около 10 000°; Полярной звезды — около 8200°; звезды λ в созвездии Тельца — около 40 000° и т. д. Конечно, закон Вина позволяет определять лишь температуры излучающих поверхностей звёзд; в недрах Солнца и других звёзд господствуют гораздо более высокие температуры — миллионы градусов; так, можно предполагать, что температура внутренних областей Солнца близка к $40 \cdot 10^6$ градусов. Столь высокие температуры обусловливают интенсивное излучение огромных количеств энергии, которое, как известно (§ 123), сопровождается потерей массы:

$$E = mc^2; \qquad m = \frac{E}{c^2}.$$

Принимая, что 1 *см*^{2} земной поверхности в 1 *мин.* получает около 2 *кал* энергии от Солнца, можно вычислить всё излучение Солнца в 1 *сек.*; оно равно $9 \cdot 10^{25}$ *кал.* Это значит, что каждую секунду Солнце теряет $3{,}17 \cdot 10^{12}$ *г* $= 3{,}17 \cdot 10^6$ *тонн* своей массы.

Также могут быть на основании закона Вина определяемы температуры накалённых тел на Земле, например печей, раскалённого металла и т. д.

III. ВОЗНИКНОВЕНИЕ ТЕОРИИ КВАНТОВ

А. ПРИНЦИП РАВНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭНЕРГИИ

137. В кинетической теории вещества, в частности кинетической теории газов, приходится опираться на представление о равном распределении энергии по степеням свободы (I, § 82, 190). Это представление, возникшее в половине XIX в., было обосновано в научных представлениях того времени Максвеллом и Больцманом, в их теориях газового состояния вещества; было установлено, что на каждую степень свободы, т. е. на каждый вид движения молекулы при данном её состоянии, приходится совершенно определённая порция энергии:

$$U_0 = \frac{1}{2} kT,$$

где $k = \frac{R_0}{N} = 1{,}38 \cdot 10^{-16} \frac{\text{эрг}}{\text{град}}$ есть постоянная Больцмана; $R_0 = 8{,}31 \cdot 10^7 \frac{\text{эрг}}{\text{град}}$; $N = 6{,}025 \cdot 10^{23}$. Если молекула обладает ξ степенями свободы, то её энергия может быть вычислена по формуле:

$$U_1 = \frac{1}{2} \xi kT; \qquad (7)$$

для грамм-молекулы:

$$U = \frac{1}{2}\xi NkT = \frac{1}{2}\xi R_0 T.$$

Как известно, эта формула применяется к вычислению характеризующих газ величин, в частности к вычислению теплоёмкостей. Полученные на основании этой теории результаты в общих чертах и в первом приближении соответствуют экспериментальным результатам (I, § 191), но при более детальном изучении этих результатов между экспериментом и теорией обнаруживается значительное расхождение, которое требует объяснения. Особенно важно, что формула для вычисления теплоёмкостей:

$$C_v = \frac{dU}{dT} = \frac{1}{2}\xi R_0$$

не предусматривает столь твёрдо установленного факта, как зависимость теплоёмкостей всех тел от температуры.

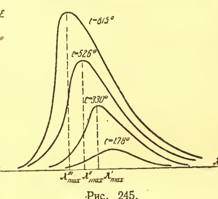


Рис. 245.

Тем не менее во всех областях применения статистического метода представление о равном распределении энергии играет роль важной рабочей гипотезы и всегда вводится в исследование, когда надо установить в новой области первоначальные, хотя бы приближённые, соотношения.

Английские физики Релей (1900) и Джинс приложили начало равного распределения энергии к явлению излучения и пытались на этом основании определить вид функции Кирхгофа $E_{T\lambda}$. Для применения статистического метода к излучению они рассматривали чёрное излучение как интегральный результат отдельных волн с бесконечным разнообразием λ или ν; это и есть те отдельные элементы, по которым распределяется энергия. Следовательно, в газе дискретными элементами, по которым происходит равное распределение энергии, являются атомы и молекулы, в излучении — отдельные колебания, т. е. отдельные λ или ν, по которым распределяется энергия. Поэтому вопрос о равном распределении энергии в излучении — это вопрос о спектральном распределении энергии, решение которого определяет функцию Кирхгофа (§ 133).

Каждое из колебаний можно представлять в виде отдельного вибратора, способного колебаться с данной частотой ν, соответствующей длине волны λ. Поэтому теорему о равном распре-

делении энергии по степеням свободы можно применить к полученной таким образом совокупности вибраторов, представляющей чёрное излучение в данном объёме. Релей и Джинс полагали, что таким путём можно подойти к определению функции Кирхгофа.

138. Имеем замкнутый объём, заполненный чёрным излучением, например куб с ребром l (рис. 246) и с зеркальными стенками. Обозначив среднюю энергию вибраторов чёрного излучения в интервале частот от ν до $\nu+d\nu$ через E_ν, а число таких вибраторов в единице объёма — через N, выразим плотность энергии таких колебаний ψ_ν:

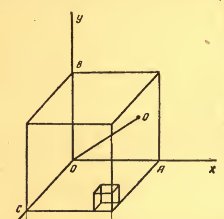


Рис. 246.

$$\psi_\nu = NE_\nu.$$

Применяя закон равного распределения энергии (формула 7) и имея в виду, что каждый вибратор характеризуется двумя степенями свободы (энергия кинетическая и потенциальная, $\xi = 2$), находим:

$$E_\nu = kT; \quad (8)$$

поэтому:

$$\psi_\nu = NkT. \quad (9)$$

Вычисление ψ_ν сводится к статистическому вопросу: к определению N—числа колебаний или вибраторов данной частоты в единице объёма.

Опуская сложные математические рассуждения, приводим результат этого статистического метода:

$$N = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} d\nu. \quad (10)$$

Введя это значение N в формулу (9), находим плотность энергии чёрного излучения, характеризуемого спектральным интервалом от ν до $\nu + d\nu$:

$$\psi_{\nu,\, d\nu} = \frac{8\pi\nu^2\, d\nu}{c^3} kT. \quad (11)$$

Это и есть закон Релея-Джинса, построенный на принципе равного распределения энергии (формула 7). Принимая во внимание формулы:

$$\nu = \frac{c}{\lambda}; \qquad d\nu = -\frac{c d\lambda}{\lambda^2},$$

этому закону можно придать иной вид:

$$\psi_{\lambda,\, d\lambda} = \frac{8\pi}{\lambda^4}\, d\lambda \cdot kT. \qquad (11')$$

139. Рассмотрим важнейшие следствия, которые вытекают из этого закона.

I. Проинтегрировав формулу (11) от 0 до ν, найдём плотность энергии в этих пределах частот:

$$\psi_\nu = \frac{8\pi\nu^3}{3c^3}\, kT, \qquad (11'')$$

а также и энергию в данном объёме:

$$\Delta E_\nu = \frac{8\pi\nu^2\, d\nu}{c^3}\, kT\Delta v; \qquad E_\nu = \frac{8\pi\nu^3}{3c^3}\, kT \cdot \Delta v. \qquad (12)$$

II. Изучение формул (11) и (12) показывает, что закон Релея-Джинса находится в резком противоречии с законом Вина и со всеми экспериментальными исследованиями, выяснявшими распределение энергии в спектре (§ 130 – 136):

а) Если проинтегрировать формулы (11, 11′, 12) по всем частотам от (0 до ∞) или по всем длинам волн, то интегральная энергия:

$$E = \int_0^\infty E_\lambda\, d\lambda = \int_0^\infty \frac{8\pi}{\lambda^4}\, d\lambda \cdot kT \cdot \Delta v$$

получает бесконечное значение, что противоречит законам Кирхгофа, Стефана и Вина.

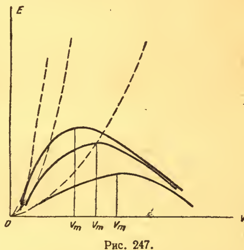


Рис. 247.

б) Все изотермы, построенные по формулам (11) и (12) в диаграммах (ν, E) или (λ, E) имеют параболический вид (рис. 247); между тем все экспериментальные исследования установили, что эти изотермы являются кривыми с максимумами (рис. 239, 245), смещающимися по мере повышения температуры в сторону малых λ или больших ν.

в) Число колебаний N быстро растёт с увеличением частоты (формула 10), также быстро растёт плотность энергии с возрастанием ν (формула 11). Чем больше ν, тем больше степеней свободы колебаний; при равном распределении данной энергии E по степеням свободы наибольшее число равных порций энергии

получат те виды энергии, где больше степеней свободы, т. е. где больше ν. Поэтому вся энергия постепенно должна переходить к колебаниям с высокими ν (малыми λ), т. е. вся энергия будет обращаться в энергию фиолетовых волн, затем ультрафиолетовых, затем рентгеновских и т. д. Такого процесса в природе опыт не обнаруживает.

Б. ТЕОРИЯ ПЛАНКА

1. Основная гипотеза

140. Попытка определить вид функции Кирхгофа $E_{T\lambda}$, которая выяснила бы распределение энергии в спектре излучения при помощи принципа равного распределения энергии по степеням свободы, явно не удалась: выведенный на основе этого принципа закон Релея-Джинса оказался в полном противоречии с опытом.

Следовательно, надо покинуть почву принципа равного распределения и отказаться от его выражений в виде формул (11) и (12); это значит, что надо было изменить взгляд на структуру энергии, нельзя её представлять себе, как нечто сплошное и непрерывное, бесконечно делимое. Гипотезу о неделимых порциях энергии — о квантах — внёс Планк (1900).

Задача, которую себе ставит Планк, – это «определение универсальной функции, регулирующей распределение энергии в нормальном спектре», т. е. нахождение функции Кирхгофа $E_{T\lambda}$, которая выразила бы значение энергии излучения $E_{T\lambda}$ в функции λ и T (или ν и T). Основное представление, на которое при этом опирается Планк, состоит в том, что периодический процесс чёрного излучения имеет своим источником множество вибраторов (или осцилляторов), которые и являются генераторами лучистой энергии всевозможных частот. Планк не создаёт какой-либо гипотезы о механизме этих вибраторов; можно представить себе их в виде электронов, согласно гипотезе Лоренца (§ 102); в рассматриваемом случае чёрного излучения все эти вибраторы находятся в термодинамическом равновесии с излучением.

Обозначим через U_ν значение энергии в интервале частот от ν до $\nu+d\nu$ для одного из таких вибраторов; это – одно из многих, разнообразных значений энергии, входящих в состав чёрного излучения в данном объёме.

Тогда энергия в единице объёма ψ_ν изобразится так:

$$\psi_\nu = N \cdot U_\nu, \tag{13}$$

где N — число вибраторов в единице объёма.

В этом пункте рассуждения Планк делает решительный шаг; представим себе, что всякий осциллятор (вибратор) излу-

чает или поглощает энергию не непрерывно, а отдельными порциями ε, пропорциональными частоте ν данного осциллятора:

$$\varepsilon = h\nu;$$

здесь h — постоянная Планка, экспериментально определяемая величина, имеющая постоянное значение для всех осцилляторов:

$$h = \frac{\varepsilon}{\nu} \text{ эрг}\cdot\text{сек}; \quad h = 6{,}62 \cdot 10^{-27} \text{ эрг}\cdot\text{сек}.$$

Способы определения h будут указаны дальше (§ 148, 154, 155).

Эти дискретные порции излучаемой или поглощаемой энергии ε Планк назвал **квантами**.

С точки зрения квантов отвергается мысль о сплошном потоке энергии, излучаемом генератором; наоборот, утверждается представление, что поток энергии — это поток отдельных элементов энергии — квантов, подобно тому, как поток жидкости — поток молекул.

2. Основная квантовая формула

141. Обозначив число квантов энергии данной спектральной частоты ν в единице объёма через n, имеем:

$$\psi = n\varepsilon, \qquad (14)$$

здесь n — очень большое число.

Представление о равном распределении энергии отвергнуто опытом; поэтому возникает вопрос: как n элементов энергии могут быть распределены между N вибраторами, которые в то же время являются и резонаторами? Так как n и N очень большие числа, статистически характеризующие хаотический процесс чёрного излучения и поглощения, то предыдущий вопрос сводится к вычислению вероятности того или иного возможного распределения энергии при состоянии подвижного равновесия чёрного излучения, которому, как известно, соответствует максимум энтропии (I, § 173, 271).

Планк в своих исследованиях идёт статистическим методом. Он определяет вероятность P данного распределения энергии, что связано с определением энтропии данного состояния S (I, § 173, 268, 271):

$$S = k \cdot \ln P; \text{ здесь } k \text{ — постоянная Больцмана.}$$

Таким образом, обсуждение вопроса было поставлено на ясную и прочную почву термодинамики.

В результате многолетних исследований Планк получил знаменитую квантовую формулу:

$$\psi_\nu = \frac{\varepsilon N}{e^{\frac{\varepsilon}{kT}} - 1}. \qquad (15)$$

Эта формула определяет плотность энергии данного спектрального состава (ν, λ) в рассматриваемом объёме при температуре T.

Формулу Планка, полученную в результате теоретического исследования, следует развить и преобразовать, чтобы можно было сопоставить этот теоретический вывод с экспериментом, что служит оправданием теории.

3. Развитие теории

142. Соотношение (13): $\psi_\nu = NU_\nu$, сопоставленное с соотношением (15), позволяет вычислить среднюю энергию одного резонатора (осциллятора) с частотой ν:

$$N = 1; \quad \psi_\nu = U_\nu;$$

$$U_\nu = \varepsilon \left[e^{\frac{\varepsilon}{kT}} - 1\right]^{-1}. \qquad (16)$$

Принимая во внимание подсчёт числа осцилляторов с частотой от ν до $\nu + d\nu$, приведённый в формуле (10):

$$N = \frac{8\pi\nu^2\, d\nu}{c^3},$$

находим плотность энергии чёрного излучения в этих пределах частот:

$$\psi_{\nu,\, d\nu} = \frac{8\pi\nu^2\, d\nu}{c^3} \cdot \varepsilon \left[e^{\frac{\varepsilon}{kT}} - 1\right]^{-1}.$$

Переходим к определённой частоте ν при $d\nu = 1$:

$$\psi_\nu = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} \cdot \varepsilon \left[e^{\frac{\varepsilon}{kT}} - 1\right]^{-1}. \qquad (15')$$

1. Прежде всего заметим, что эти формулы переходят в закон Релея-Джинса (11) при условии, что ε может быть сколь угодно малым:

$$e^{\frac{\varepsilon}{kT}} - 1 = -1 + 1 + \frac{\varepsilon}{kT} + \frac{1}{2!}\left(\frac{\varepsilon}{kT}\right)^2 + \frac{1}{3!}\left(\frac{\varepsilon}{kT}\right)^3 + \ldots;$$

полагая:

$$e^{\frac{\varepsilon}{kT}} - 1 = \frac{\varepsilon}{kT},$$

находим:

$$\psi_{\nu, d\nu} = \frac{8\pi\nu^2\,d\nu}{c^3} \cdot kT. \qquad (11)$$

Кроме того, видим, что при высоких температурах можно заметить сближение формул Релея-Джинса и Планка.

Таким образом, вывод Релея-Джинса представляет частный случай более общего закона Планка.

2. Введём основное положение Планка:

$$\varepsilon = h\nu;$$

значение постоянной Планка h принято:

$$h = [6{,}6252 \pm 0{,}0005] \cdot 10^{-27} \text{ эрг·сек}$$

приближённо:

$$h = 6{,}6 \cdot 10^{-27} \text{ эрг·сек}.$$

Тогда формула (16), выражающая среднюю энергию колебаний осциллятора, примет вид:

$$U_\nu = h\nu\,[e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1]^{-1}. \qquad (17)$$

«Мы видим,—говорит Планк,—что о равномерном распределении энергии между различными резонаторами не может быть и речи». Соответственно плотность монохроматического излучения с частотой ν по формуле (15′) выражается так:

$$\psi_\nu = \frac{8\pi\nu^3\,h}{c^3}\,[e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1]^{-1} \qquad (18)$$

3. Заменяя частоту ν длиной волны: $\nu = \frac{c}{\lambda}$, можно записать (18) в виде:

$$\psi_{\lambda, T} = \frac{8\pi\,ch}{\lambda^5}\,[e^{\frac{ch}{k\lambda T}} - 1]^{-1}. \qquad (19)$$

Из этой формулы Планк вывел выражение интенсивности монохроматического излучения с длиной волны λ, испускаемого чёрным телом при температуре T, т. е. **испускательную способность чёрного тела** при температуре T для данного спектрального вида лучей:

$$E_{T, \lambda} = \frac{c^2 h}{\lambda^5}\,[e^{\frac{ch}{k\lambda T}} - 1]^{-1}. \qquad (20)$$

Таким образом, найдена универсальная функция Кирхгофа, выражающая энергию чёрного излучения при данной температуре и выясняющая её спектральное распределение (стр. 252).

Заметим, что по формуле (20), зная интенсивность монохроматического излучения $E_{T\lambda}$, можно определить T—его температуру.

Основная идея, на которой зиждется вся теория Планка, идея о дискретных элементах энергии—квантах и о пропорциональности квантов частотам:

$$\varepsilon = h\nu$$

выражена в законе распределения энергии в спектре чёрного излучения (формулы 18, 19, 20). Опытная проверка этих формул (§ 143) показала, что они не противоречат результатам наблюдений, о которых была речь выше: именно оказалось, что из формул квантовой теории можно вывести экспериментальные законы Стефана, Вина и др.; следовательно, основная идея Планка соответствует некоторым соотношениям действительности.

Экспериментальные исследования, связанные с теорией Планка, во-первых, касаются сравнительно узкой области лучеиспускания, при изучении которого и построена была сама эта теория; во-вторых, они относятся также к огромной области бесконечно разнообразных явлений, при которых наблюдаются взаимодействия лучистой энергии и вещества. В этом отношении квантовая теория Планка претерпела замечательную эволюцию; созданная для объяснения ограниченного круга явлений, она в течение первой четверти XX в. охватила и связала между собой столь разнообразные и удалённые друг от друга явления природы, что в настоящее время она, несомненно, имеет первостепенное значение для всего нашего миропонимания.

Сначала обратимся к рассмотрению значения теории Планка для области излучения.

4. Экспериментальная проверка

143. А. Закон Стефана (§ 135) даёт интегральное значение энергии чёрного излучения при температуре T:

$$E = \sigma T^4;$$

для σ опыт даёт значение:

$$\sigma = 1{,}38 \cdot 10^{-12} \frac{кал}{см^2 сек^1 град^4};$$

или

$$\sigma = 5{,}77 \cdot 10^{-5} \frac{эрг}{см^2 сек^1 град^4}.$$

Формулу закона Стефана можно изобразить иначе:

$$\psi = \int_0^\infty \psi_\nu \, d\nu;$$

вводя сюда функцию Планка (формула 18), находим для всех областей спектра:

$$\psi = \int_0^\infty \frac{8\pi\nu^3 h}{c^3} [e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1]^{-1} \cdot d\nu.$$

Для интегрирования разложим бином в ряд:

$$[e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1]^{-1} = e^{-\frac{h\nu}{kT}} + e^{-2\frac{h\nu}{kT}} + e^{-3\frac{h\nu}{kT}} + \ldots$$

Следовательно:

$$\psi = \frac{8\pi h}{c^3} \left[\int_0^\infty e^{-\frac{h\nu}{kT}} \nu^3 \, d\nu + \int_0^\infty e^{-2\frac{h\nu}{kT}} \nu^3 \, d\nu + \int_0^\infty e^{-3\frac{h\nu}{kT}} \nu^3 \, d\nu + \ldots \right]$$

Значение появившихся интегралов известно:[1]

$$\int_0^\infty e^{-ax} x^n \, dx = \frac{n!}{a^{n+1}};$$

поэтому:

$$\psi = \frac{8\pi h}{c^3} \cdot \frac{6}{\left(\frac{h}{kT}\right)^4} \left[1 + \frac{1}{2^4} + \frac{1}{3^4} + \ldots \right].$$

Стоящий в скобках ряд быстро сходится:

$$1 + \frac{1}{2^4} + \frac{1}{3^4} + \frac{1}{4^4} + \ldots = 1{,}0823;$$

внесём это значение в предыдущую формулу:

$$\psi = \frac{48 \cdot \pi \cdot k^4 \cdot 1{,}0823}{c^3 h^3} \cdot T^4 = aT^4.$$

Это и есть закон Стефана, выведенный из теории Планка; здесь постоянный коэффициент a имеет вид:

$$a = \frac{48 \cdot \pi k^4 \cdot 1{,}0823}{c^3 h^3}. \qquad (a)$$

Это соотношение имеет важное значение: зная a из опыта, можно вычислить значение h—постоянной Планка (стр. 263, § 140):

$$h = 6{,}6 \cdot 10^{-27} \text{ эрг} \cdot \text{сек}.$$

Это первый метод для определения значения универсальной постоянной Планка.

144. Б. Закон Вина. Для нахождения области спектра, в которой энергия излучения (интенсивность и плотность) достигает максимального зна-

[1] Привалов и Поссе, Интегральное исчисление, 1939, стр. 185.

чения (§ 130, рис. 239) продифференцируем E_λ (формула 20) по λ и производную приравняем нулю:

$$\frac{dE_\lambda}{d\lambda}=0;$$

из полученного уравнения определим λ, которое и даст значение λ_{max}, входящее в закон Вина.

Выполним дифференцирование (формула 20):

$$\frac{d}{d\lambda}\left[c^2h\lambda^{-5}\left(e^{\frac{ch}{k\lambda T}}-1\right)^{-1}\right]=0;$$

$$-5c^2h\lambda^{-6}\left[e^{\frac{ch}{k\lambda T}}-1\right]^{-1}+c^2h\lambda^{-5}\left[e^{\frac{ch}{k\lambda T}}-1\right]^{2}e^{\frac{ch}{k\lambda T}}\cdot\frac{ch}{kT}\lambda^{-2}=0;$$

$$-5\left[e^{\frac{ch}{k\lambda T}}-1\right]+e^{\frac{ch}{k\lambda T}}\cdot\frac{ch}{k\lambda T}=0.$$

Введём обозначение:

$$\frac{ch}{k\lambda_{max}T}=\beta; \qquad (б)$$

сокращённо запишем:

$$-5e^{\beta}+5+e^{\beta}\cdot\beta=0; \quad -5+5e^{-\beta}+\beta=0.$$

Таким образом, для определения β и λ_{max} получили трансцендентное уравнение:

$$e^{-\beta}+\frac{1}{5}\beta-1=0;$$

корень его:

$$\beta=4{,}9651.$$

Соотношение (б) даёт закон Вина (§ 148):

$$\lambda_{max}\cdot T=\frac{ch}{k\beta},$$

где

$$\frac{ch}{k\beta}=b. \qquad (в)$$

Вычислив отсюда b, находим:

$$b=0{,}288\ см\cdot град=2880\ микрон\cdot град,$$

т. е. то самое значение, которое экспериментально найдено (стр. 257). Итак, закон Вина выведен из формулы Планка.

Можно было бы указать на другие сопоставления теории Планка с экспериментальными законами, но достаточно ограничиться изложенным: два основных закона Стефана и Вина выводятся из теории квантов, что является красноречивым её подтверждением.

IV. КВАНТОВАЯ ТЕОРИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ

А. ОСНОВНЫЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ ТЕОРИИ

145. Согласно представлениям Планка, столь подробно развитым теоретически и столь хорошо соответствующим экспериментам, энергия излучается генератором в виде квантов определённой величины и поглощается резонатором тоже в виде квантов определённого значения. Но ведь между актами излучения и поглощения иногда проходит очень значительное время; в астрономических случаях—огромный период времени, в течение которого лучистая энергия странствует по пространству, сообщая ему характерные черты электромагнитного поля. В каком же образе надо себе представлять эту лучистую энергию, покинувшую уже излучатель (атом), но ещё не достигнувшую поглощателя (например, глаза)? Эйнштейн высказал гипотезу (1905), что между генератором (излучателем) и резонатором (поглотителем энергии) находится лучистая энергия в виде потока квантов, несущихся со скоростью света:

$$c = 3 \cdot 10^{10} \ \frac{см}{сек}.$$

Необозримое число экспериментальных исследований, начиная с знаменитых опытов Юнга и Френеля, и блестяще развитая теория, начиная с идей Гюйгенса (гл. II, § 40 и сл.), твёрдо установили, что свет есть волновое явление, что можно измерить длины волн света, можно найти все характеристики светового волнового процесса. Как известно, под давлением этих фактов была решительно отвергнута выдвинутая Ньютоном эмиссионная или корпускулярная теория, рассматривающая излучение, как процесс извержения из источника световых частиц, наподобие выбрасывания пуль из пулемёта. И вот мы видим, что в приведённой выше гипотезе Эйнштейна, несомненно, возрождается после столетнего забвения эмиссионная теория Ньютона: кванты световой энергии аналогичны «очень малым телам, испускаемым светящимися веществами»[1].

Но если, как увидим дальше, имеются вполне серьёзные экспериментальные основания полагать, что теория Планка-Эйнштейна соответствует действительности, то имеются не менее веские экспериментальные аргументы в пользу воззрения Гюйгенса-Френеля. Следовательно, возникает принципиальный вопрос: что же свет—волны или частицы? Конечно, под «частицами» мы разумеем здесь кванты света, а не «очень малые тела», как говорил Ньютон, но тем не менее это два совершенно различных процесса:

[1] Ньютон, Оптика, III книга, вопрос 29, ГИЗ, 1927.

1) По волновой теории всё пространство вокруг источника света — область во все стороны распространяющихся колебаний; каждая точка этой области, по принципу Гюйгенса, есть центр новой волны; интерферируя между собой, они обусловливают образование огибающей, движение которой мы и наблюдаем как распространение света; 2) по квантовой теории источник света испускает отдельные кванты, или, как их теперь называют, фотоны, причём каждый фотон имеет собственную траекторию.

146. Это расхождение основных представлений сейчас же отражается на понятии об интенсивности светового потока: 1) по волновой теории для данного спектрального сорта лучей интенсивность пропорциональна квадрату амплитуды колебаний (§ 86); 2) по квантовой теории интенсивность пропорциональна густоте потока квантов, или числу квантов в единице объёма.

Кроме того, на основании положения:

$$\varepsilon = h\nu = \frac{hc}{\lambda}$$

приносимая этим потоком энергия должна сильно зависеть и от спектрального рода лучей, т. е. от ν или λ:

$$\varepsilon = \frac{hc}{\lambda} = \frac{6{,}6\cdot10^{-27}\cdot3\cdot10^{10}}{\lambda} = \frac{1{,}98\cdot10^{-16}}{\lambda}\ \text{эрг};$$

здесь λ выражено в сантиметрах; если λ перевести в ангстремы, то:

$$\varepsilon = \frac{1{,}98\cdot10^{-8}}{\lambda\ (\text{Å})}\ \text{эрг}. \qquad (21)$$

Применяя эту формулу к разным областям электромагнитного спектра (§ 105), находим значения квантов энергии при различных λ:

λ	$\varepsilon = h\nu = \frac{hc}{\lambda}$ эрг	Область спектра	λ	$\varepsilon = h\nu = \frac{hc}{\lambda}$ эрг	Область спектра
3 *км*	$6{,}6\cdot10^{-22}$	Радиоволны	5000Å	$3{,}96\cdot10^{-12}$	Видимый свет
3 *мм*	$6{,}6\cdot10^{-16}$	Волны Герца	1000Å	$1{,}98\cdot10^{-11}$	Ультрафиолетовые волны
300 μ	$6{,}6\cdot10^{-15}$	Инфракрасный спектр	10Å	$1{,}98\cdot10^{-9}$	Рентгеновские волны
30 μ	$6{,}6\cdot10^{-14}$		1Å	$1{,}98\cdot10^{-8}$	
1 μ	$1{,}98\cdot10^{-12}$		0,07Å	$2{,}83\cdot10^{-7}$	γ-волны

Если сравнить квант рентгеновского излучения ($\lambda = 1$Å) с квантом видимого света ($\lambda = 5000$ Å), то увидим, что каждый рентгеновский квант несёт энергии примерно в 500 раз больше, чем квант видимого света.

Было уже упомянуто (II, § 183), что для измерения энергии квантов и вообще энергии отдельных атомов обычно пользуются единицей, называемой электрон-вольт (*э-в*): именно: электрон-вольт есть энергия, которую приобретает электрон, проходя в поле разность потенциалов в 1 вольт:

$$1 \text{ электрон-вольт} = e\cdot\Delta V = e\cdot 1 = 4{,}803\cdot 10^{-10}\cdot\frac{1}{300} \text{ эргов} =$$
$$= 1{,}601\cdot 10^{-12} \text{ эргов; приближённо:}$$
$$1 \text{ э-в} = 1{,}6\cdot 10^{-12} \text{ эргов; обратно:}$$
$$1 \text{ эрг} = 0{,}625\cdot 10^{12} \text{ э-в}.$$

Квант $\varepsilon = h\nu = \frac{hc}{\lambda} = 1$ *э-в* соответствует длине волны $\lambda = 1{,}2345\mu = 12345\,\text{Å}$ (в инфракрасной области).

Исходя из этих же соотношений, можно вычислить, что кванты видимого света приближённо выразятся в этих новых единицах от 2 до 4 *э-в*.

Квант наиболее длинной волны в предыдущей таблице в области радиоволн имеет значение:

$$\varepsilon = 6{,}6\cdot 10^{-22}\cdot 0{,}625\cdot 10^{12} = 8{,}89\cdot 10^{-10} \text{ э-в},$$

а для наиболее короткой волны $\lambda = 0{,}07\,\text{Å}$ в спектре γ-волн:

$$\varepsilon = 2{,}83\cdot 10^{-7}\cdot 0{,}625\cdot 10^{12} = 1{,}77\cdot 10^{6} \text{ э-в} =$$

$= 1{,}77$ миллиона электрон-вольт; принято обозначение:

$$\varepsilon = 1{,}77\cdot MeV.$$

147. Объём, заполненный излучением, с точки зрения теории фотонов формально подобен объёму, занятому идеальным газом; роль молекул газа играют фотоны, или кванты, хаотически движущиеся со скоростью света c. Возникает представление о фотонном газе и о применении к нему общих законов кинетической статистики.

Для развития в этом направлении квантовой теории излучения, в частности квантовой теории света, необходимо ввести понятия о массе фотона и о его количестве движения. Появление этих понятий и величин (1905) не было неожиданным после знаменитых опытов П. Н. Лебедева (1900) по световому давлению (§ 121), которые обнаружили, что свет производит механический импульс, следовательно, обладает количеством движения и массой.

Рассмотрим метод введения этих величин.

1. Энергия фотона ε пропорциональна массе m (§ 122). Для каждого фотона можно написать соотношение между энергией и массой:

$$\varepsilon = mc^2; \quad m = \frac{\varepsilon}{c^2}; \tag{22}$$

где m — искомая масса фотона $\varepsilon = h\nu$.

Массу m выразим через характеристики волнового процесса, связанного с данным фотоном:

$$m = \frac{h\nu}{c^2} = \frac{h}{c\lambda}. \qquad (27')$$

Подставляя сюда значения h и c, находим:

$$m = \frac{6{,}6\cdot 10^{-27}}{3\cdot 10^{10}\lambda} = \frac{2{,}2\cdot 10^{-37}}{\lambda}\ г;$$

здесь λ в сантиметрах, переведём λ в ангстремы:

$$m = \frac{2{,}2\cdot 10^{-29}}{\lambda}\ г.$$

По этой формуле можно вычислить массу любого фотона, характеризуемого данной длиной волны λ в какой угодно части спектра. Так, положив $\lambda = 0{,}0243$ Å (в области γ-лучей, § 105), вычислим $m = 9{,}02\cdot 10^{-28}$; как известно, это масса электрона m_e (II, § 175); поэтому существует фотон, имеющий массу, равную массе электрона. Как видно из приведённых выше формул (22), массы фотонов видимого света примерно в $2\cdot 10^5$ раз меньше массы электрона.

Отметим, что периодические процессы с возрастающими частотами ν (или убывающими длинами волн λ) сопровождаются появлением связанных с ними возрастающих масс фотонов.

2. Коль скоро выяснена масса фотона, становится вполне определённым вопрос и о количестве движения[1] данного фотона, так как скорость его известна $c = 3\cdot 10^{10}\ \frac{см}{сек}$:

$$p = mc = \frac{\varepsilon}{c^2}\cdot c = \frac{\varepsilon}{c}; \qquad (23)$$

введя значение $\varepsilon = h\nu$, находим:

$$p = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda}; \quad p = \frac{6{,}6\cdot 10^{-27}}{\lambda}\left[\frac{см\cdot г}{сек}\right]; \qquad (23')$$

вновь перейдём к ангстремам: $p = \frac{6{,}6\cdot 10^{-19}}{\lambda}\left[\frac{Å\cdot г}{сек}\right]$

Итак, формулы (22) и (23) устанавливают понятия о массе и количестве движения фотонов и дают способы их вычисления. Необходимо теперь же отметить важнейшее обстоятельство: по

[1] Количество движения далее обозначаем не K, а p, как принято в квантовой теории.

самому определению квантов, или фотонов:

$$\varepsilon = h\nu; \quad \varepsilon = mc^2;$$

$$m = \frac{\varepsilon}{c^2}$$

единственное состояние их — это движение со скоростью света c, они не имеют массы покоя. Этим кванты резко отличаются от частиц вещества, которые могут двигаться с любой скоростью v и имеют массу покоя $m_0 = \frac{E}{c^2}$ (§ 124).

На основании этих представлений индусским физиком Бозе была развита новая статистика (1924), которая была затем усовершенствована Эйнштейном. Эти учёные показали, что, рассматривая фотонный газ, занимающий данную область частот можно иным путём прийти к основным выводам Планка и получить его формулы для плотности и интенсивности излучения.

Не останавливаясь на дальнейшем развитии этой теории, рассмотрим экспериментальные основания гипотезы световых квантов.

Б. ФОТОЭФФЕКТ

1. Теория явления

148. Фотоэлектрические явления, химические действия света, люминесценция, рассеяние света—все эти явления, в которых свет и вещество вступают во взаимодействие, не могли быть объяснимы старыми теориями оптики, и только квантовая теория света позволила им дать правильное толкование.

Фотоэлектрические явления были впервые тщательно исследованы в 1889 г. А. Г. Столетовым при освещении металлов видимыми лучами света (II, § 184); оказалось, что освещение сопровождается появлением на пластинке металла положительного заряда.

В настоящее время после огромного числа произведённых исследований можно утверждать, что в фотоэффекте проявляется общее свойство вещества всякого рода: под действием лучей света надлежащей длины волны из вещества всякого рода вырываются электроны. Так, обнаружен фотоэффект при освещении каменной соли, алмаза, сернистого цинка и других кристаллов; поглощение света кристаллом часто сопровождается изменением его электропроводности, что указывает на процесс внутреннего фотоэффекта. Для каждого рода вещества существует так называемая «красная граница» λ_0, определяющая наибольшую длину волны, при которой в данном веществе возникает фотоэффект; так, для ртути эта граница $\lambda_0 = 2535$ Å, для платины $\lambda_0 = 2800$ Å, для магния $\lambda_0 = 5500$ Å, для натрия $\lambda_0 = 6800$ Å и т. д.; для большинства веществ красная

граница лежит в области ультрафиолетового спектра; её положение зависит также от состояния поверхности.

Законы фотоэффекта просты и были установлены ещё первыми наблюдателями его—Столетовым и Ленардом (II, § 185):

1. Число выбрасываемых электронов, т. е. сила фототока, пропорциональна интенсивности светового потока, следовательно, при прочих равных условиях зависит от силы света источника.

2. Энергия вылетающих электронов, или их скорость, зависит исключительно от длины волны или частоты того монохроматического потока, который вызывает фотоэффект; скорость электронов увеличивается по мере уменьшения длины волны действующего света.

3. Явление фотоэффекта мгновенно, оно появляется и исчезает одновременно с освещением, во всяком случае запаздывание не превышает 10^{-9} *сек*.

Эти экспериментальные законы Эйнштейн выразил с точки зрения предложенной им гипотезы световых квантов в виде следующего основного уравнения:

$$h\nu = \frac{1}{2} mv^2 + P; \tag{24}$$

где $h\nu$ — энергия фотона, встречающегося с веществом и поглощаемого им;

$\frac{1}{2} mv^2$ — энергия выбитого из вещества электрона;

P — работа, затраченная на освобождение электрона из тела — работа выхода.

Работа P необходима, так как в поверхностном слое всякого тела существует некоторая разность потенциалов V_0 по отношению к окружающей среде. Эта разность потенциалов была обнаружена ещё Вольта (1796) при соприкосновении проводников (например, серебра и цинка) и была поэтому названа контактной разностью потенциалов (II, 54); однако собственно соприкосновение — контакт здесь не обязателен, достаточно присутствия двух тел на некотором расстоянии, чтобы между ними возникла разность потенциалов.

При вылете из металла электрон должен совершить работу против этой разности потенциалов.

Представив работу P в виде:

$$P = eV_0,$$

иначе перепишем уравнение Эйнштейна:

$$h\nu = \frac{1}{2} mv^2 + eV_0. \tag{25}$$

Это уравнение выражает закон сохранения энергии для процесса освобождения электрона из вещества: энергия $h\nu$ поглощённого кванта равна работе выхода электрона и его кинетической энергии после выхода из вещества.

Дальнейшее усложнение уравнения Эйнштейна (24) обусловлено тем, что в веществе, кроме свободных электронов, имеются ещё и связанные электроны, входящие в состав атомов; если квант света вырывает электрон из атома, то прежде всего надо произвести работу P_1 для освобождения его из атома, а затем уже работу eV_0 — против контактных сил; поэтому приходим к уравнению:

$$h\nu = \frac{1}{2} mv^2 + P_1 + eV_0,$$

или

$$h\nu = \frac{1}{2} mv^2 + P_1 + P. \tag{26}$$

Если принять то понимание интенсивности светового потока, которое даёт гипотеза световых квантов (стр. 270), то уравнение Эйнштейна (24, 25, 26) математически выражает экспериментальные законы фотоэффекта. Для того чтобы произошёл фотоэффект, необходимо выполнение условия:

$$h\nu \geqslant P_1 + P;$$

только при этом значении энергии фотона $\varepsilon = h\nu$ электрон получит запас кинетической энергии:

$$\frac{1}{2} mv^2 = h\nu - (P_1 + P) \tag{27}$$

и со скоростью v вылетит из тела.

Если, как раньше, обозначим λ_0 и ν_0 длину волны и частоту, соответствующие «красной границе», то, так как для «красной границы» $v = 0$, из предыдущего уравнения имеем:

$$h\nu_0 = P_1 + P;$$

уравнение (27) принимает вид:

$$\frac{1}{2} mv^2 = h\nu - h\nu_0. \tag{27'}$$

Наконец, остановимся на соотношении, которое получается в тех случаях, когда можно положить $P = 0$, т. е. когда имеем дело со свободными электронами (например, в металлах), тогда:

$$h\nu_0 = P, \quad \text{или} \quad h\nu_0 = eV_0; \tag{27''}$$

для какого-либо другого металла пусть будет:

$$h\nu_0' = eV_0';$$

отсюда:

$$h(\nu_0-\nu_0')=e(V_0-V_0');$$
$$\frac{h}{e}(\nu_0-\nu_0')=V_0-V_0'. \qquad (28)$$

Это следствие из теории Эйнштейна может быть проверено на опыте; ν_0 и ν_0' «красные границы» фотоэффекта двух металлов (например, Mg и K); (V_0-V_0') — их контактная разность потенциалов; все эти величины экспериментально определяемы; подставив их значения в (28), можно проверить это числовое равенство, или определить из него h. Многочисленные опытные исследования с различными металлами (Mg, Al, Sn, Cu, Fe, Zn, K, Na и т. д.) подтвердили справедливость соотношения (28). Отметим, что здесь мы имеем уже второй способ экспериментального определения постоянной Планка h (§ 142, 143).

2. Экспериментальные исследования

149. Точнейшие исследования фотоэффекта и соотношения, установленного уравнением Эйнштейна, были произведены Милликеном (1916—1921).

Прибор, построенный для этой цели, Милликен назвал «Мастерская в пустоте», так как вся установка помещалась в большом стеклянном бал-

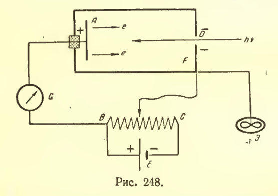


Рис. 248.

лоне, из которого до высшей степени разрежения (примерно до 10^{-8} мм Hg) выкачан воздух, и весь процесс эксперимента происходил в вакууме. Не описывая деталей устройства этого в высшей степени сложного аппарата, дадим его принципиальную схему. Цилиндр или пластинка A (рис. 248) из исследуемого металла (Li, K, Na) помещался против отверстия O в цилиндре Фарадея F (II, § 17), через которое направлялся из монохроматора луч ртутной лампы строго определённой длины волны ($\lambda=2535$ Å — ультрафиолетовая линия или $\lambda=5461$ Å — зелёная), так что были известны значения энергии квантов $\varepsilon=h\nu$, действующих на металл. Тогда электроны из A при надлежащей скорости достигают цилиндра F и сообщают ему отрицательный заряд, измеряемый электрометром $Э$ (например, электрометром В. Томсона, II, § 36).

Основная задача, которую поставил себе Милликен, заключалась в проверке зависимости, существующей согласно уравнению (24) между кинетической энергией фотоэлектрона и частотой действующего света;

$$h\nu = \frac{1}{2}mv^2 + P.$$

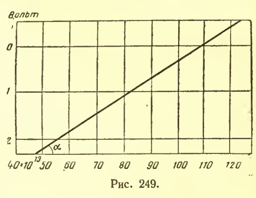


Рис. 249.

Чтобы измерить скорости вылетающих из A электронов, Милликен при помощи потенциометра BC налагал на A и F возрастающие разности потенциалов (рис. 249), при которых движение электронов на пути от пластинки A к цилиндру F постепенно тормозилось. При некотором отрицательном потенциале V на цилиндре F электронный ток исчезает, что заметно по показаниям электрометра $Э$ и гальванометра G; это значит — ни один электрон из A не достигает F; например, для Na при $\lambda = 2535$ Å и при $V = 5{,}2$ *в* ток нуль, все электроны из натрия заторможены.

Это положение, при котором прекращается электронный ток, можно характеризовать так: при данном потенциале V работа поля eV против перемещения электрона исчерпывает его кинетическую энергию:

$$eV = \frac{1}{2}mv^2;$$

здесь v — максимальная скорость электронов при данном освещении, т. е. при данном λ и $h\nu$. При этом условии уравнение Эйнштейна получает вид:

$$h\nu = eV + P;$$

здесь $P = eV_0$, где V_0 — контактная разность потенциалов между A (например, натрием) и F (например, окись меди); эти разности потенциалов заранее определяются специальными опытами; так, например, для натрия и окиси меди $V_0 = 2{,}51$ *в*; для лития и окиси меди $V_0 = 1{,}52$ *в*, и т. д.

После подстановки получим:

$$h\nu = eV + eV_0; \quad V + V_0 = \frac{h}{e}\nu; \tag{29}$$

у р а в н е н и е Э й н ш т е й н а о п ы т н о п р о в е р я е м о: вместо ненаблюдаемых скоростей измеряем наблюдаемые потенциалы.

В результате многочисленных измерений была обнаружена линейная зависимость между $(V + V_0)$ и ν; именно, нанося для разных ν (абсциссы) соответствующие, из опыта найденные значения $V + V_0$ (ординаты), находим прямую (рис. 249).

Это и есть экспериментальное подтверждение уравнения Эйнштейна: к и н е т и ч е с к а я э н е р г и я э л е к т р о н о в п р о п о р ц и о н а л ь н а ч а с т о т е с в е т а, в ы з ы в а ю щ е г о ф о т о э ф ф е к т. Так как уравнение (24) и другие его модификации являются выражением гипотезы Эйнштейна о квантовой природе излучения, то этими исследованиями Милликена дано экспериментальное подтверждение справедливости гипотезы о световых квантах.

Отметим два следствия из этих положений:

1. Наклон прямой (рис. 249а) или угол α имеет вполне определённый физический смысл; по условию (29) находим:

$$\operatorname{tg}\alpha=\frac{h}{e}.$$

Зная $e=4{,}803\cdot10^{-10}$ (*CGSE*), можно определить значение постоянной Планка h. Как результат многих опытов, Милликен нашёл значение постоянной Планка: $h=6{,}56\cdot10^{-27}$ *эрг·сек*, близкое к тем, которые были найдены на основании совершенно иных соображений. Это третий способ определения h (§ 143, 148).

2. Из условия (27") могут быть определены «красные границы» металлов ν_0 и λ_0:

$$h\nu_0=eV_0.$$

Так найдено:

	λ_0		λ_0
Натрий	6800 Å	Золото	2850 Å
Литий	5260	Ртуть	2535
Калий	4500	Вода	2025
Серебро	3150	Воздух	1800

Высокая «красная граница» щелочных металлов обусловливает их значение для фотоэлементов (II, § 185).

150. В развитии современной физики теоретическое истолкование законов фотоэффекта имело очень большое значение, в нём ярко было подчёркнуто своеобразие законов превращения энергии света в энергию тока и квантовый характер взаимодействия вещества и излучения.

Рассмотрим несколько исследований по фотоэффекту, имеющих огромное значение для современной техники.

1. Поль и Прингсгейм установили (1910), что щелочные металлы обнаруживают, кроме нормального, ещё особенный фотоэффект, который они назвали селективным фотоэффектом. Дело в том, что они, а затем и другие исследователи заметили, что поток лучистой энергии при определённой для каждого металла длине волны даёт максимальный эффект, т. е. при этой длине волны λ_{max} в сотни раз неожиданно усиливается электронный ток; затем при дальнейшем изменении λ он резко падает и далее нормально изменяется. Этот максимум тока может быть достигнут при следующих длинах волн (числа приближённые):

	Li	Na	K	Rb	Cs	Ba	Al
$\lambda_{max}=$	3800 Å,	3400,	4400,	4800,	5100,	2800,	2200

Кривые тока селективного эффекта имеют резко выраженный резонансный характер (рис. 249а), т. е. ток очень быстро

нарастает при изменении длины волны вблизи λ_{max}, достигает при λ_{max} максимума и также быстро падает после перехода через λ_{max}. Этими свойствами щелочных металлов пользуются в технике при построении фотокатодов современных фотоэлементов (II, § 185); наиболее распространённые кислородно-цезиевые катоды имеют максимум высокой светочувствительности в области видимых лучей; красная граница передвинута до $17\,000\,\text{Å} = 1{,}7\,\mu$.

Рис. 249а.

2. Поток электронов, возникший, например—при фотоэффекте или при накале проволоки, падая на поверхность тела (металла, например Ag, или диэлектрика, например стекла), вызывает новый, в т о р и ч н ы й поток электронов. Это явление вторичной электронной эмиссии даёт возможность усиливать первичный фототок порядка $0{,}5 \cdot 10^{-6}$ *а* в сотни тысяч раз; появление таких электронных токов обусловливает технику телевидения, звукового кино и тому подобных установок.

Рис. 250.

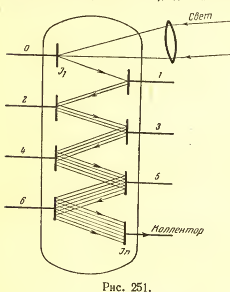
Для обнаружения и исследования вторичной эмиссии может служить установка, изображённая на рисунке 250. Источник первичных электронов K (в частности, фотоэлемент, накалённая спираль); ускорение электронов на пути KA обеспечено эдс. $\mathscr{E}_1$; пройдя через диафрагму, электроны устремляются к аноду S, который и есть исследуемая мишень (например, Li или Ag); гальванометр G_1 указывает силу первичного электронного тока J_1.

Если источник $\mathscr{E}_1$ обеспечивает достаточную энергию первичных электронов $W = eV$ *э-в* для данной мишени (например, для Li — *v* должно быть не меньше 100 *в* (для Al — 300 *в*, для Ag — 800, для Cs—400 и т. д.), то первичные электроны, проникая сквозь поверхность вглубь тела, сообщают добавочную энергию электронам внутри тела. Если энергия этих электронов становится больше работы выхода, то они извергаются из тела; к ним присоединяются электроны, отражённые от поверхности тела, не проникшие

через поверхиость. Итак, возникает поток вторнчных электронов от мишеии S, иаправлеиный к коллектору NN_1, который является аиодом нсточинка E_2; величииу этого тока J_2 опгеделяет гальваиометр G_2. Отношеине σ вторнчного тока к первичному:

$$\sigma = \frac{J_2}{J_1}$$

называется коэффицнентом эмиссии; так, для Ag $\sigma = 1{,}47$ (при $W = 800$ э-в), для Cs $\sigma = 0{,}9$ ($W = 400$ э-в), для W $\sigma = 1{,}43$ ($W = 700$ э-в), для Pt $\sigma = 1{,}78$ ($W = 700$ э-в). Для оцеики W_1 — эиергни вторичиых электроиов иадо на NN_1 дать задержиающий отрицательиый потеициал V_2; по его тормозиому действню иаходим эиергию $W_2 = eV_2$.



Рнс. 251.

Вторичный поток электронов можио иаправить иа вторую мишеиь (рис. 251), поток из второй мншеии направнть на третью мишеиь н т. д. Конечно, чтобы потоки всех электроиов имели иаправлеиия к даииой мишеии, иеобходимо управлять их движеииями при помощи иадлежащим образом расположениых и иаправлениых электрических нли магинтных полей (§ 210).

Подобные приборы, называемые **электроннымн умножнтелями**, позволяют в тысячи раз усилнвать первнчный ток; оии-то н нграют отмечеинную выше роль в современиой электроиной техиике.

151. Если действующий поток состоит из рентгеновских лучей, то энергия падающих на поверхность тела квантов огромна (стр. 270) и соответствует киловольтам напряжения (§ 145); поэтому, применяя к этому случаю уравнение Эйнштейна (24, 25), можно в нём положить работу выхода $P = eV_0 = 0$, так как контактные разности потенциалов V_0 не превышают $2 - 3$ *в*; поэтому для рентгеновских лучей имеем:

$$h\nu = \frac{1}{2} mv^2 + P_1.$$

Работу P_1 можно представить в виде энергии соответствующего кванта:

$$h\nu_1 = P_1,$$

где $\varepsilon_1 = h\nu_1$ есть квант, необходимый для освобождения электрона из атома; поэтому уравнение принимает вид:

$$h\nu = \frac{1}{2} mv^2 + h\nu_1. \qquad (30)$$

Ясно, что скорость v будет иметь различные значения при данном рентгеновском кванте $h\nu$ в зависимости от того, какую работу $h\nu_1$ придётся совершить при вырывании электрона из атома. В частности, если положить $P_1 = 0$, т. е. если рентгеновский луч действует только на слабо связанные с ядром атома электроны в поверхностном слое, то можно написать приближённое уравнение:

$$h\nu = \frac{1}{2} mv^2.$$

В этом случае имеем такую последовательность превращений энергии (рис. 252):

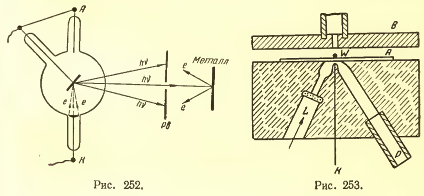


Рис. 252. Рис. 253.

1) При разности потенциалов V вольт в рентгеновской трубке электрон из катода получает запас энергии $eV = \frac{1}{2} mv^2$; при ударе в антикатод эта энергия превращается в квант рентгеновского излучения ε:

$$eV = \frac{1}{2} mv^2 = \varepsilon = h\nu.$$

2) При столкновении этого кванта при указанных условиях с атомом металла в процессе фотоэффекта из него вылетает электрон (рис. 252):

$$h\nu = \frac{1}{2} mv^2 \tag{31}$$

с той же скоростью, которую имел катодный электрон в рентгеновской трубке. По этой идеализированной схеме фотоэффект и рентгеновское излучение — взаимно противоположные явления: уравнение (31) можно считать слева направо — это фотоэффект, справа нелево — это излучение квантов рентгеновских лучей.

152. Весь этот процесс воспроизвёл в своём опыте академик А. Ф. Иоффе (совместно с Н. М. Добронравовым, 1924).

Трубкой, в которой появляются электроны, служит отверстие в куске эбонита (8 *мм* диаметром, рис. 253); воздух из него удаляется через трубку *P*. В это отверстие введена тонкая алюминиевая проволока *K*, которую можно осветить ультрафиолетовыми лучами через кварцевое окно в трубке *L*. Происходит фотоэффект, и появившиеся электроны разгоняются полем в 12 000 *в* между катодом — алюминиевой проволочкой *K* и анодом — тонкой алюминиевой пластинкой *A*, которая служит нижней пластинкой конденсатора (подобно конденсатору Милликена, II, § 170, рис. 438). Между этими пластинами конденсатора *A* и *B* находится в равновесии введённая туда пылинка висмута *W*, за которой можно наблюдать в трубу.

Анодная пластина *A* играет роль антикатода в рентгеновской трубке; в результате импульсов фотоэлектронов, вылетевших из проволоки, порождаются рентгеновские лучи, которые, распространяясь через алюминиевую пластинку (толщина 0,005 *мм*), попадают в поле между пластинами конденсатора; некоторые из них могут попасть на висмутовую пылинку. Когда рентгеновский квант $h\nu$ попадает на пылинку висмута, то происходит фотоэффект, из неё выбивается электрон и меняется её заряд. При этом равновесие пылинки *W* нарушается; можно видеть действие отдельного кванта рентгеновского света. Регулируя освещение проволочки, можно добиться очень редкого вылета электрона, примерно так, чтобы получить около тысячи рентгеновских импульсов в секунду. Расчёт показывает, что при этих условиях пылинка будет испытывать толчок, нарушающий её равновесие, приблизительно через 30 мин.

В самом деле, пусть расстояние пылинки от антикатода 0,02 *см*; извергаемые из антикатода рентгеновские кванты на этом расстоянии пронизывают сферическую поверхность:

$$s = 4\pi\,(0{,}02)^2 = 16\pi\cdot 10^{-4}\ см^2;$$

диаметр пылинки—около $3\cdot 10^{-5}$ *см*, сечение её $s_1 = \pi\ (3\cdot 10^{-5})^2 = 9\cdot\pi\cdot 10^{-10}\ см^2$.

Это сечение занимает очень малую часть сферической поверхности, именно вся сферическая поверхность больше сечения пылинки в $\frac{s}{s_1}$ раз:

$$\frac{s}{s_1} = \frac{16\pi\cdot 10^{-4}}{9\pi\cdot 10^{-10}} = 18\cdot 10^5 \text{ раз.}$$

Это значит, что лишь один из 1 800 000 рентгеновских квантов может попасть в пылинку и вызвать фотоэффект, влекущий за собой наблюдаемое изменение равновесия. Предполагаем, что мы имеем 1000 квантов в секунду, в минуту 60 000 и в 30 мин.—1 800 000, т. е. в 30 мин. как раз то число квантов, которое статистически

нужно, чтобы один из них поразил пылинку. Наблюдение оправдывает расчёт: в среднем через 30 мин. нарушается равновесие висмутовой пылинки W. В этом опыте наблюдаем весь цикл превращений энергии фотоэлектронов в энергию рентгеновских квантов, и затем вновь в энергию фотоэлектронов; весь процесс преобразования происходит по закону (31):

$$h\nu = \frac{1}{2} mv^2.$$

В. ЯВЛЕНИЯ РАССЕЯНИЯ СВЕТА И ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ

1. Рассеяние света

153. Хорошо известно, что свет, проходя через мутные среды, например через жидкость, внутри которой есть взвешенные частицы, рассеивается: идущий по определённому направлению луч в такой среде освещает её по всем направлениям. Опыт показывает, что это же явление рассеяния света происходит даже и в тех средах, которые мы можем считать оптически однородными, как, например, воздух в высших слоях атмосферы. Дело в том, что оптически однородной мы можем считать лишь такую среду, в которой число частиц в произвольно малых объёмах пропорционально этим объёмам. Но хаотическое движение частиц постоянно нарушает эту пропорциональность, так что местами образуются области большей или меньшей плотности; эти отклонения от среднего значения плотности данной среды называются флюктуациями плотности (I, § 182); они и являются ближайшей причиной нарушения оптической однородности. Релей (1881) дал первую теорию рассеяния света; он установил, что интенсивность рассеянного света обратно пропорциональна четвёртой степени длины волны. Отсюда прямо следует объяснение голубого цвета неба, цвета чистой морской воды и т. д.; в рассеянном свете более интенсивными оказываются короткие волны. В лабораторной обстановке рассеяние света легко наблюдается; в длинный стеклянный цилиндр (2—3 *м*) наливают воду, слегка замутив её хотя бы денатуратом; направив по оси цилиндра луч света, видим, что весь столб воды окрашен в яркий голубой цвет. Особенно сильны флюктуации в жидкостях вблизи их критических точек, при быстрых местных изменениях плотности; сильно заметное при этом рассеяние света называется опалесценцией, так как возникающая окраска среды похожа на цвет опала.

Подобные явления, в которых проявляются взаимодействия света и вещества, весьма многочисленны и разнообразны; хотя по механизму процессов они подобны фотоэффекту, но проявляются очень своеобразно. Рассмотрим некоторые из них.

2. Люминесценция

а) Основные экспериментальные факты

154. Люминесценцией называется самосвечение тел, не зависящее от температуры и характерное (по ν и λ) для данного излучателя; следовательно, люминесценцией можно назвать избыток излучения тела над температурным излучением по закону Кирхгофа (§ 133).

При надлежащих условиях люминесцировать в разной степени могут, повидимому, все тела—твёрдые, жидкие и газообразные. Просто наблюдается люминесценция таких веществ, как хинин, урановое стекло, ураниловые и платиносинеродистые соединения, кристаллы сернистого цинка, растворы красок—флуоресцеин, родамин и др. Если эти вещества осветить в тёмной комнате светом вольтовой дуги, то ясно видно их свечение: урановое стекло—свечение зелёное, родамин—оранжевое, флуоресцеин—жёлто-зелёное и т. д. Особенно отчётливо видно их собственное свечение, если на пути лучей вольтовой дуги поставить фильтр—синее или фиолетовое стекло. При освещении этим темносиним светом цвета свечения перечисленных веществ не изменяются: хинин светится голубым светом, урановое стекло (или кристаллы азотнокислого урана)—зелёным, флуоресцеин—жёлтым, раствор хлорофилла—красным и т. д. Таким образом, цвет люминесценции, иначе длина λ, характерен для данного излучателя.

Стокс (1852) из множества подобных наблюдений установил закон, по которому свет люминесценции имеет большую длину волны λ (меньшее ν), чем поглощённый свет, возбуждающий самосвечение. Так, в описанном опыте фиолетовое освещение вызывало красное, зелёное и т. д. самосвечения. На рисунке 254 видим, что максимум энергии в спектре поглощаемого света, т. е. возбуждающего свечение раствора сернокислого уранила (UO_2), приходится на синие лучи, а максимум в спектре излучения—люминесценции этого вещества—на зелёные.

Заметим, что закон Стокса не может быть принят безоговорочно; при разнообразных видах люминесценции наблюдается и «антистоксовское» излучение; об его происхождении сказано дальше.

Стокс предложил очень простой способ обнаруживания явлений люминесценции, или флуоресценции, как эти явления часто называют[1]. Возьмём два светофильтра: I—кобальтовое стекло,

[1] Флуоресценция—от слова флуорит, плавиковый шпат (CaF_2), минерал, замечательный своей прозрачностью для далёких инфракрасных и ультрафиолетовых лучей, почему употребляется для спектрографии этих областей. На нём давно замечено явление люминесценции.

пропускающее синие и фиолетовые лучи; к нему присоединим тонкое зелёное: этот I светофильтр поглотит жёлтые и красные лучи; II фильтр—специальное жёлтое стекло, подобранное так, чтобы вместе с I фильтром не пропускать никаких лучей (полное поглощение). Через эти два фильтра мощный источник света будет невидим; но если между ними поместить флуоресцирующее тело, например урановое стекло, то заметим свет его люминесценции. Таким

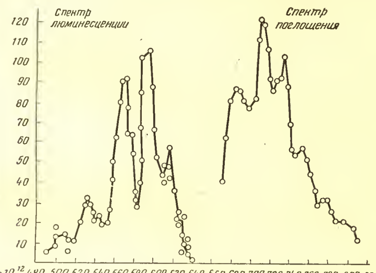


Рис. 254.

образом можно доказать, что, кроме упомянутых газов, жидкостей, кристаллов, люминесцируют все органические вещества—волосы, кожа, кости, бумага, вата и многие другие материалы.

При помощи спектрографа (§ 32) можно получить спектры излучения люминесценции. Изучение этих спектрограмм позволяет установить, что при данном источнике света разные вещества дают разные, характерные для них спектры люминесценции. И обратно, на рисунке 255 имеем спектр люминесценции паров натрия при освещении их белым светом Солнца, спектр паров натрия при освещении магниевой дугой и иными источниками.

Американский физик В у д, который произвёл огромное число исследований спектров люминесценций различных веществ—газов, паров, растворов и т. п., открыл (1904), что явления люминесценции носят ясно выраженный резонансный характер. Один из основных его опытов устанавливал, что если осветить пары ртути светом ртутной лампы (II, § 185, рис. 442), содержащим в своём спектре

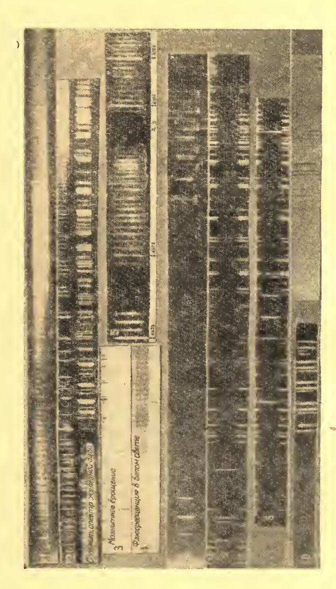


Рис. 255.

ультрафиолетовую линию λ=2537 Å, то возникает люминесценция, спектр которой, кроме возбуждающей линии λ=2537 Å, содержит ряд линий (рис. 256) в ультрафиолетовой и в видимой части (4047—фиолетовая, 4358—синяя); но как только излучение, соответствующее линии λ=2537 Å удалено стеклянным фильтром, всё явление люминесценции паров ртути исчезает.

Такие же исследования Вуд произвёл с парами натрия, йода, лития; А. Н. Теренин (Государственный оптический институт, Ленинград) установил резонансное излучение паров кадмия, таллия, свинца, висмута, цинка, сурьмы.

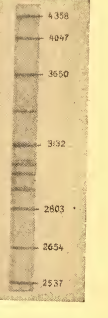


Рис. 256.

б) Квантовая теория С. И. Вавилова

155. С XVI в. явление люминесценции привлекало внимание исследователей, среди которых были Галилей, Ньютон, Ломоносов, Эйлер и многие другие. Постепенно накоплялся большой экспериментальный материал, но не было теории, его обобщающей, и не было технических применений, если не считать люминесцирующие экраны, с которыми мы уже встречались.

Академик С. И. Вавилов[1], руководя оптическими работами Физического института Академии наук имени П. Н. Лебедева (ФИАН) и Государственного оптического института (ГОИ), в результате тридцатилетнего труда создал квантовую теорию люминесценции и показал возможность её технических приложений в области осветительной и военной техники, в телевидении, радиолокации, медицине и т. д.

Рассмотрим основные черты этой теории.

Процесс люминесценции состоит из трёх последовательных этапов: 1) поглощение кванта света веществом; 2) возбуждение при этом молекул и пребывание их в этом состоянии; 3) испускание нового кванта света веществом; этот квант отличается по своим

[1] Сергей Иванович Вавилов (1892—1951)—президент Академии наук СССР (1945—1951). Окончил в 1914 г. Московский университет, участвовал в войне; вернувшись в 1918 г. из армии, развернул обширную исследовательскую работу по оптике. В 1932 г. избран членом Академии наук и стал во главе двух учреждений —ФИАН и ГОИ, где им была создана русская школа люминесценции жидких и твёрдых тел. Кроме научных исследований, С. И. Вавилов вёл общественную и государственную работу, писал статьи по философии и истории физики. С. И. Вавилов—дважды лауреат Сталинской премии.

характеристикам (λ, ν) от первого—возбуждающего. Таким образом, в процессе люминесценции происходит спектральное преобразование света.

1. Квант $\varepsilon = h\nu$, появившийся в поглощающем веществе в результате освещения тела извне (например, светом ртутной лампы), некоторое время мигрирует (блуждает) между молекулами (рис. 257) без растраты энергии, без деградации; в конце миграции находится молекула, которая возбуждается за счёт энергии кванта по закону резонанса.

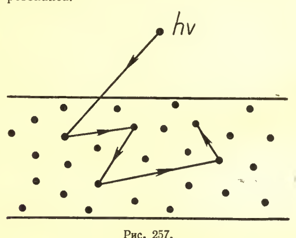


Рис. 257.

2. Возбуждённая молекула готова к испусканию кванта, но на очень близких от неё расстояниях r ($r < \lambda$) находятся другие молекулы и между ними и возбуждённой молекулой возникают индуктивные резонансные взаимодействия. В результате поглощения кванта $h\nu$ и этих взаимодействий система (молекула, атом) переходит от некоторого первоначального уровня энергии U_1 на иной уровень U_2 с затратой энергии P на изменение бывшего ранее состояния до взаимодействия с иными молекулами:

$$h\nu = U_2 - U_1 + P. \qquad (а)$$

3. При обратном переходе системы к прежнему энергетическому состоянию излучается квант:

$$U_2 - U_1 = h\nu_1,$$

соответствующий собственным резонансным колебаниям системы.

Поэтому:

$$h\nu = h\nu_1 + P; \qquad (б)$$

отсюда:

$$h\nu_1 < h\nu;\ \nu_1 < \nu;\ \lambda_1 > \lambda;\ \varepsilon_1 < \varepsilon.$$

Это закон Стокса: кванты люминесцентного излучения меньше, чем поглощаемые кванты потока, вызывающего люминесценцию, соответственно $\lambda_1 > \lambda$. Таким образом, квантовая теория люминесценции приводит к установленному экспериментально закону Стокса.

Однако опытом же установлены нарушения этого закона; в ряде случаев наблюдается «антистоксовская» люминесценция с уменьшением длины волны излучаемого света по отношению к волнам возбуждающего потока: $\lambda_1 < \lambda$. Так, пары таллия (при 180° С) поглощают кванты $\lambda = 5350$ Å, а испускают кванты, соответствующие $\lambda = 3776$ Å; такие же результаты установлены со свинцом, висмутом, сурьмой и в некоторых других случаях.

С точки зрения квантовой теории мы должны в этих случаях в уравнениях (а) и (б) считать P существенно отрицательной величиной:

$$h\nu = h\nu_1 - P; \quad h\nu + P = h\nu_1; \qquad \text{(в)}$$
$$\nu_1 > \nu; \quad \lambda_1 < \lambda.$$

Это значит, что при сложной структуре электромагнитного поля в геометрических размерах $r < \lambda$ возможны такие индуктивные взаимодействия частиц, при которых миграция энергии направлена от соседних частиц к излучающим; это есть условие перехода излучающей системы на более высокий энергетический уровень.

156. С. И. Вавилов установил термодинамический закон: «выход» люминесценции, т. е. отношение излучаемой энергии к поглощаемой всегда меньше единицы; так, даже и в случае антистоксовского излучения, хотя отдельные кванты излучения больше возбуждающих, но «квантовый выход», т. е. отношение суммарной энергии излучаемых квантов к энергии поглощённых квантов, меньше единицы.

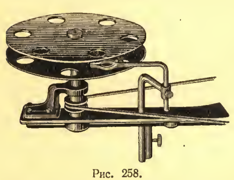
Многочисленные исследования устанавливают, что выход люминесценции очень высок; так, уранил в водных растворах небольшой концентрации даёт выход до 80%. Это надо понимать так, что лишь небольшая часть поглощённой энергии распределяется по колебательным и вращательным (тепловым) степеням свободы частиц облучаемого тела, а наибольшая часть энергии мигрирует в веществе для резонансного возбуждения излучающих молекул.

Однако давно было известно, что посторонние примеси, например примеси к органическим растворам анилина или йодистого калия, тушат люминесценцию, т. е. ослабляют или совсем прекращают люминесцентное излучение; также действует повышение концентрации люминесцирующего раствора. С точки зрения изложенной теории эти явления тушения люминесценции понятны: появление новых молекулярных центров в люминесцирующем веществе увеличивает долю энергии возбуждения, переходящего в тепло, и уменьшает долю энергии, которая, мигрируя в веществе, возбу-

ждает молекулы для излучения. С. И. Вавилов и его сотрудники на основе этих представлений построили теорию тушения люминесценции посторонними веществами и концентрационного тушения; выводы этой теории оправдываются их изящными опытами в этой труднейшей области физического эксперимента.

Важнейшим признаком люминесцентного процесса, который ввёл С. И. Вавилов в эти и другие исследования по люминесценции, является её длительность — τ *сек.*, которая выделяет люминесценцию среди всех иных оптических процессов.

Для наблюдения длительности люминесценции один из первых исследователей этих явлений французский физик Эдмонд Беккерель построил прибор — фосфороскоп (1859). Два диска вращаются на одной оси (рис. 258), вырезы в них смещены друг относительно друга; люминесцирующее вещество помещается между дисками и освещается через вырезы одного из них, а свечение наблюдается через вырезы другого диска. Зная число вырезов и скорость вращения, определим время, разделяющее момент возбуждения от момента свечения и от момента прекращения или тушения свечения.


Рис. 258.

На этом принципе построены многие приборы иных конструкций, которые дают возможность отмечать миллиардные доли секунды.

Производя подобные наблюдения, С. И. Вавилов установил важный факт, что длительность τ возбуждённого состояния вещества далеко превышает длительности периодов световых колебаний; в то время как пределы частот видимого спектра и периодов световых колебаний имеют значения:

$$4 \cdot 10^{14} < \nu < 8 \cdot 10^{14},$$
$$2{,}5 \cdot 10^{-15} > T_{сек} > 1{,}2 \cdot 10^{-15},$$

наименьшая длительность τ возбуждённого состояния имеет порядок 10^{-8} *сек.*, т. е. в миллионы раз продолжительнее, чем период одного колебания. Таким образом, установлено, что после акта возбуждения происходит длительный процесс в веществе, не меньше чем в течение 10^{-9} *сек.*, который обусловливает излучение. Изучение этого процесса и управление им при помощи тушения излучения позволяет глубоко проникнуть в самый механизм люминесценции и обратно — при помощи детального наблюдения явления изучать строение и поведение молекул, а следовательно, и строение твёрдых

и жидких тел. Поэтому естественно, что теория твёрдого тела тесно связана с результатами исследования люминесценции. Существует большой класс веществ, в которых возбуждённое свечение продолжается длительное время, от секунд до минут, часов, суток. Это явление в отличие от флуоресценции было названо фосфоресценцией, а фосфоресцирующие вещества—фосфо́рами[1].

Наиболее типичными фосфо́рами являются кристаллические порошки, в состав которых входят ZnS, CaS, SrS, BaS и т. п. в смеси с тяжёлыми металлами Cu, Bi и т. п., называемыми активаторами. Эти составы имеют большое применение при изготовлении светящихся красок, люминесцирующих экранов и т. д.

Теория фосфоресценции находится в стадии разработки. По мнению большинства исследователей, вокруг атомов активатора возникает особое образование основного фосфоресцирующего вещества, в котором под действием внутреннего фотоэффекта происходит длительная рекомбинация молекул, обусловливающая длительное излучение.

157. Как было уже упомянуто, применения люминесценции в технике в последнее время получили большой размах и значение, которое ежегодно возрастает. Остановимся кратко на некоторых из этих технических применений.

1. Люминесцентные экраны имеют основное значение в спектроскопии, в электронике и в рентгенотехнике:

а) при исследовании ультрафиолетового спектра применяют пластинки из уранового стекла или пластинки, покрытые салициловокислым натром;

б) при исследовании инфракрасного спектра употребляют экраны из сернистого цинка, люминесценция которого тухнет под действием инфракрасных линий спектра;

в) для осциллографов, имеющих столь большое значение в радиотехнике, радиолокации и вообще в электротехнике переменного тока, употребляют экраны с препаратами виллемита (ZnSCu, голубое свечение), или вольфрамовокислого кальция ($CaWO_4$, синее свечение) и т. п.;

г) для рентгеновских просвечивающих экранов—сульфид цинка ZnS или сульфид кадмия CdS, для усиливающих—$CaWO_4$ или $CdWO_4$ и др.

2. Люминесцентные лампы успешно уже конкурируют с лампами накаливания; не говоря уже о качестве излучения, отдача видимого излучения люминесцентных ламп составляет от 22% (малой мощности) до 40% (большой мощности), тогда как электролампы самого совершенного образца имеют световую отдачу не выше 13%.

Устройство люминесцентной лампы: поверхность стеклянной трубки (рис. 259), в которую введено несколько миллиграммов ртути, изнутри покрыта люминесцирующим составом—люминофором ($CaWO_4$, $MgWO_4$ и др.); с двух сторон в концах трубки впаяны электроды—вольфрамовые спирали, с нанесённым на них слоем окисла. При включении электродов в цепь надлежащего напряжения (120 *в*, 220 *в*) в трубке возникает газовый разряд; электроны из катода возбуждают атомы ртути, ультрафиолетовое свечение которых, действуя на люминофор, вызывает видимое его излучение.

[1] Название этих веществ дано по фосфору, свечение которого в темноте было давно замечено. Но по существу свечение фосфора есть результат химических явлений и не имеет ничего общего с люминесценцией.

3. Среди множества применений явлений флуоресценции и фосфоресценцнн особого вннмания заслуживает люминесцентный аналнз — способ исследования состава веществ по спектрам их люминесценции; по своей цели этот анализ аналогичен спектральному анализу, но отличен от него по методу. Излучателем обычно служит кварцевая ртутная лампа, свет которой пропускается через чёрное никелевое стекло, выделяющее только ультрафиолетовые лучи (кратко—«ультрафиолет»). Это излучение направляется на исследуемый объект, который под его действием даёт характерную для данного вещества люминесценцию. Спектр люминесценции исследуется обычным спектрографическим методом, причём присутствие в нём характерных линий обнаруживает состав люминесцирующего вещества.

Преимущества люминесцентиого анализа очень велики, они обеспечилн его широкое распространение в технике:

1) при этом анализе не разрушается исследуемый объект, что имеет место при обычном спектральном анализе (обращенне в дуге вещества в пар);

2) для этого аналнза достаточно минимальное количество исследуемого вещества (например, 0,1 *г* какого-нибудь металла);

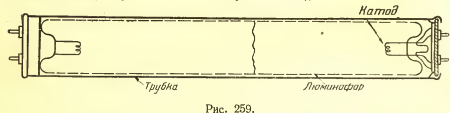
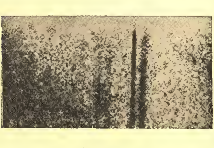


Рис. 259.

3) его чрезвычайная чувствительность—примесь 10^{-11}*г* на грамм объекта уже будет обнаружена. По сравнительной интенсивности линий можно судить о количестве содержания примесей. Люминесцентный анализ применяется в самых разнообразных исследованиях—в горном и нефтяном деле, прн исследоваиии редких элементов, в пищевой промышленности, в биологии н медицине, в сельском хозяйстве—при сортировке семян и т. д.

3. Явление Комптона

158. Экспериментальные исследования рассеяния жёстких рентгеновских лучей в элементах с небольшими атомными весами (графит, парафин, Li, B и т. п.), обнаружили, что при рассеянии рентгеновских лучей в этих телах, кроме линий первичного спектра, появляются новые линии, сдвинутые в сторону длинных волн; смещения эти вообще невелики, порядка 10^{-2} Å. На рисунке 260 видим в рентгеновском спектре молибдена после рассеяния его лучей в алюминии две основные линии, и две новые, смещённые. Американский физик Комптон, который открыл это



Рнс. 260.

явление (1923), дал его теорию, исходя из представления о происходящих в рассеивающем веществе столкновениях квантов—фотонов с электронами, свободными или почти свободными ($P=P_1=0$) в этом веществе с небольшим атомным весом. Действующие фотоны жёсткого рентгеновского излучения—это кванты огромной энергии, с большими количествами движения (§ 147).

Основная идея Комптона—применить законы механического удара—сохранение количества движения и сохранение энергии (I, § 34, 35, 64) к квантовым явлениям. Рентгеновский квант $\varepsilon = h\nu$ сообщает импульс свободному (или почти свободному) электрону в точке O (рис. 261), причём на этот импульс затрачивается лишь часть энергии кванта $\varepsilon - \varepsilon_1$, а энергия ε_1 в виде кванта $\varepsilon_1 = h\nu_1$ продолжает свой путь по изменённому направлению.

Рис. 261.

Представим себе ход явления.

1. Рентгеновский квант $\varepsilon = h\nu$ движется по направлению O_1O (рис. 262); при этом он имеет количество движения p (§ 147, формула 23):

$$p = \frac{\varepsilon}{c} = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda}. \qquad \text{(a)}$$

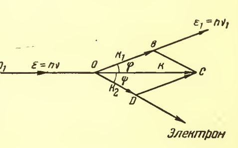


Рис. 262.

2. В точке O он сообщает импульс электрону, затрачивая на удар энергию $\varepsilon - \varepsilon_1$; после столкновения квант с энергией $\varepsilon_1 = h\nu_1$ продолжает движение по направлению OB, которое с первоначальным направлением движения кванта образует угол φ. Количество движения нового кванта, обозначим через p_1:

$$p_1 = \frac{\varepsilon_1}{c} = \frac{h\nu_1}{c} = \frac{h}{\lambda_1}. \qquad \text{(б)}$$

3. Получивший импульс электрон («электрон отдачи»), который представляем себе до удара относительно неподвижным в точке O, приходит в движение со скоростью v по направлению OD. Количество движения электрона p_2 с поправкой массы

его m_e на скорость по теории относительности выразится так (§ 124):

$$p_2 = \frac{m_e v}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = m_e v \left[1 - \frac{v^2}{c^2} \right]^{-\frac{1}{2}} \qquad \text{(в)}$$

4. По принципу сохранения количества движения имеем (рис. 262):

$$\vec{p} = \vec{p}_1 + \vec{p}_2;$$
$$p_2^2 = p^2 + p_1^2 - 2pp_1 \cos\varphi.$$

Подставив сюда выражения p, p_1, p_2 по формулам (а), (б), (в), после математических преобразований находим соотношение между λ — длиной волны начального рентгеновского кванта ε и λ_1 — длиной волны появившегося рассеянного рентгеновского кванта ε_1:

$$\lambda_1 = \lambda + 2\frac{h}{m_e c}\sin^2\frac{\varphi}{2}.$$

Выражение $\frac{h}{m_e c}$ определяет длину волны кванта, масса которого равна массе электрона (стр. 272):

$$m_e = \frac{h}{c\lambda_0}; \quad \lambda_0 = \frac{h}{m_e c};$$

эта длина λ_0, называемая «длина Комптона», имеет значение:

$$\lambda_0 = 0{,}02426 \cdot 10^{-8}\ \text{см} = 0{,}02426\ \text{Å};$$

поэтому:

$$\lambda_1 = \lambda + 2\lambda_0 \sin^2\frac{\varphi}{2} = \lambda + 0{,}0485\sin^2\frac{\varphi}{2}.$$

Таким образом, теоретически определена величина спектрального смещения $\Delta\lambda = \lambda_1 - \lambda$, которое нужно ожидать при рассеянии рентгеновских лучей:

$$\Delta\lambda\ \text{Å} = 0{,}0485\sin^2\frac{\varphi}{2} = 0{,}0243(1 - \cos\varphi). \qquad (31)$$

Из полученного результата видно:

1. Величина спектрального смещения не зависит от длины волны падающего света.

2. Она зависит только от угла φ, т. е. угол φ определяет разность длин волн падающих и рассеянных рентгеновских лучей.

По формуле (1) можно вычислить $\Delta\lambda$ при разных φ:

φ	30°	45°	60°	75°	90°	105°	120°	135°	180°
$\Delta\lambda$	0,003	0,007	0,012	0,018	0,024	0,030	0,036	0,041	0,0486

Эти результаты теории были подвергнуты Комптоном и многими другими опытной проверке; сопоставление теории и опыта оказалось благоприятным для теории; таким образом, была установлена квантовая теория рассеяния рентгеновских лучей, называемого **эффектом Комптона**.

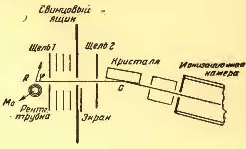


Рис. 263.

159. Первые опыты были поставлены Комптоном так, что рассеяние происходило на поверхности элементов с небольшим атомным весом — C, Li, B; это было необходимо для того, чтобы соблюдалось условие теории о почти свободном электроне.

Рентгеновские лучи, излучаемые антикатодом из молибдена Mo (рис. 263), падают на поверхность графита R; рассеянный вторичный пучок рентгеновских лучей, пройдя ряд диафрагм, попадает на кристалл спектрометра C (§ 76, 77, 78, рис. 138, 141, 174) и затем выделенный луч данной длины волны λ идёт в ионизационную камеру или на фотографическую пластинку. Интенсивность рассеянных лучей очень незначительна, почему экспозиция продолжалась до ста часов. На рисунке 264 изображено смещение линии K_α молибдена при рассеянии от парафина; видны нормальная несмещённая и смещённая линии K_α ($\lambda = 0{,}708$ Å); рядом видна K_α циркона с большей длиной волны; рассеяние происходило под углом $\varphi = 169°$, 7. В этом случае наблюдалось смещение $\Delta\lambda = (0{,}04825 + 0{,}00017)$ Å; теоретически вычисленное смещение равно $(0{,}04798 \pm 0{,}00009)$ Å; это очень хорошее соответствие опыта и теории, если принять во внимание трудность наблюдений.

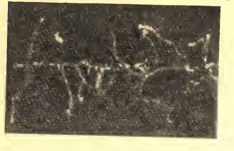


Рис. 264.

Точно так же при рассеянии (угол $\varphi = 90°$) от графита при той же линии K_α молибдена найдено $\Delta\lambda = 0{,}022$ Å; теория (формула 31) даёт в этом случае 0,024 Å. Подобные же совпадения обнаружены при многочисленных иных исследованиях. Когда перешли к изучению эффекта Комптона на рассеивающих лучи веществах с большими атомными весами, то пришлось усложнить теорию, так как электрон, получающий импульс от рентгеновского кванта, уже нельзя считать свободным, если он принадлежит к системе атома с тяжёлым ядром. Однако и в этом случае усложнённая теория явления Комптона даёт достаточно хорошее совпадение с результатами эксперимента.

В заключение отметим, что при действии рентгеновских лучей может происходить совместно и фотоэффект, и эффект Комптона, но фотоэлект-

роиы при первом явлеиии и «электроны отдачи» при втором резко различаются количеством энергии. Тогда как энергия фотоэлектроиа почти равна эиергии действующего кванта $\varepsilon = h\nu$, энергия комптоиовского электрона отдачи гораздо меньше энергии кванта. Это обстоятельство прекрасно выясняется при наблюдениях туманиых следов электронов во влажном воздухе по методу камеры Вильсона (II, 169). При фотографировании путей электронов в камере Вильсона, пронизанной рентгеновскими лучами (рис. 265), обнаруживаются электроны с большим пробегом; это фотоэлектроны, поглотившие почти всю энергию рентгеновского кванта. Но иа тех же фотографиях обнаруживаются следы электронов с очень коротким пробегом, который свидетельствует о небольшой дозе поглощённой энергии, это комптоновские электроны, или электроиы отдачи.



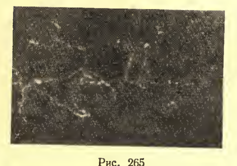


Рис. 265

Таким образом, метод камеры Вильсоиа позволяет следить за деятельностью отдельных квантов и за движеинем отдельных электроиов; в дальнейшем изложении мы много раз будем при атомных исследованнях опираться на точиость и мощность этого метода.

4. Комбинационное рассеяние

160. Особый случай рассеяния света имеем, когда свет действует на сложные системы молекул. Тогда при достаточно мощном действии внешних квантов возникает комбинационное рассеяние; кроме рассеяния света без изменения частоты возникают лучи иного спектрального состава. Так как первичный и рассеянный свет в этом случае имеют разные частоты, то это рассеяние иногда называют некогерентным.

Положим, что тело—молекулярно-атомная система, на которую действует квант $\varepsilon = h\nu$, до этого действия находилось на уровне энергии U, а после рассеяния — на уровне U_1, причём в результате молекулярного взаимодействия (§ 156) частота рассеянного света стала ν_1, квант его $\varepsilon_1 = h\nu_1$; тогда по принципу сохранения энергии имеем:

$$U + h\nu = U_1 + h\nu_1. \qquad (a)$$

Изменение частот произошло именно потому, что сама атомная система способна поглотить (или отдать) энергию $U - U_1$, соот-

ветствующую её собственной частоте ν_0, так что:

$$U - U_1 = \pm h\nu_0; \qquad (б)$$

колебания с частотами ν и ν_1 являются для неё вынужденными. Комбинации этих вынужденных и собственных колебаний характеризует это особое явление рассеяния света.

Из уравнения (а) и (б) имеем:

$$\pm h\nu_0 = h\nu_1 - h\nu; \quad \pm \nu_0 = \nu_1 - \nu.$$

а) Если $U > U_1$, то $\nu_0 = \nu_1 - \nu$; $\nu_1 = \nu + \nu_0$; кроме частоты первоначальной ν, появится комбинационная частота $\nu_1 > \nu$, или $\lambda_1 < \lambda$, т. е. в спектре рассеянного света возникнет, кроме линии λ, ещё линия λ_1, сдвинутая в сторону меньших длин волн.

б) Если $U < U_1$, то $-\nu_0 = \nu_1 - \nu$; $\nu_1 = \nu - \nu_0$; следовательно, $\nu_1 < \nu$, $\lambda_1 > \lambda$; появится при рассеянии, кроме линии λ, ещё спутник, линия λ_1, сдвинутая в сторону больших волн.

Это явление называют **э ф ф е к т о м Р а м а н а**, хотя оно экспериментально открыто **Р а м а н о м** в Калькутте (1928) и одновременно **Л а н д с б е р г о м** и **М а н д е л ь ш т а м о м**[1] в Москве.

161. Комбинационное рассеяние света было установлено при наблюдении рассеяния монохроматического света в жидкостях (бензол, толуол—Раман) и в твёрдых телах (кварц—Ландсберг и Мандельштам).

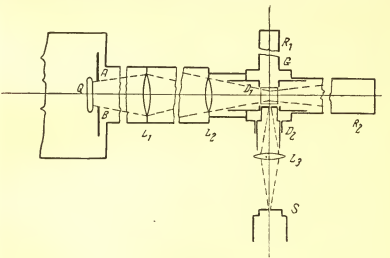


Рис. 266.

Свет ртутной лампы Q (рис. 266) проходит через диафрагмы и при помощи линз L_1 и L_2 сосредоточивается на рассеивающем теле, а затем рас-

[1] Л. И. Мандельштам (1879—1945) и Г. С. Ландсберг— академики, лауреаты Сталинской премии.

сеянный свет линзой L_3 сосредоточивается на щели спектрографа S, где спектр рассеянного света фотографировался. При краткой экспозиции получается лишь спектр источника (ртутной лампы); после очень продолжительной экспозиции (у Ландсберга и Мандельштама — до 105 час.) по ту и другую сторону основной выделенной спектрографом линии источника (частота ν)

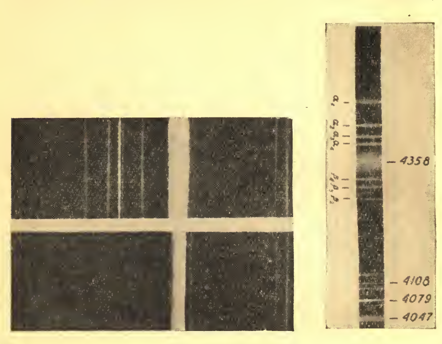


Рис. 267а. Рис. 267б.

появляются слабые спутники[1] (частоты $\nu \pm \nu_0$). На рисунках 267а и 267б приведены фотографические снимки рассеяния в бензоле и CCl_4. Вуд нашёл способы сократить экспозицию до нескольких минут.

Таким образом, качественно явление комбинационного светорассеяния этими опытами установлено. Для количественного подтверждения теории надо было показать, что распределение появляющихся спутников основной спектральной линии зависит от природы рассеивающего вещества: ведь надо помнить, что в комбинационную частоту $\nu_1 = \nu \pm \nu_0$, определяющую спектральное положение спутников, входит ν_0 — частота собственных колебаний рассеивающего вещества. Поэтому $\nu_0 = \nu_1 - \nu$ должно давать какие-либо характерные колебания для данного вещества; замечено, что численные значения $\nu_1 - \nu$ находятся в области инфракрасной. Когда сравнили значения $\nu_0 = \nu_1 - \nu$, найденные по эффекту Рамана, с известными инфракрасными линиями спектра данного вещества, то оказалось, что собственные колебания ν_0 соответствуют именно инфракрасным линиям рассеивающего вещества. Вот таблица с результатами наблюдений для некоторых веществ:

---

[1] Употребительны термины — трабанты или сателлиты.

Вещество	Эффект Рамана $\lambda_0 = \frac{c}{\nu_0}$ (μ)	Наблюдаемые инфракрасные линии λ (μ)	Вещество	Эффект Рамана $\lambda_0 = \frac{c}{\nu_0}$ (μ)	Наблюдаемые инфракрасные линии λ_0 (μ)
Кварц	9,0	8,7	Толуол	16,1	—
SiO_2	13,5	12,8	$C_6H_6CH_3$	12,8	13,0
	21,5	20,7		10,2	10,2
Бензол	16,5	—		9,8	9,7
C_6H_6	11,8	11,8		8,3	8,4
	8,5	8,5		8,7	7,25
	6,76	6,7		6,2	6,2

Эти и другие подобные сопоставления являются наилучшим подтверждением квантовой теории о комбинации вынужденных и собственных колебаний, обусловливающих появление особых линий в спектре рассеянного света.

Обратно — изучение линий комбинационного рассеяния даёт метод для исследования инфракрасного спектра, для нахождения собственных колебаний вещества в области длинных волн, т. е. в той области, где исследования с большим трудом осуществлялись при помощи спектральных методов (§ 85). В настоящее время выяснилось большое значение этого метода при исследовании строения молекул.

162. Обзор важнейших экспериментальных исследований, толкование которых весьма хорошо удаётся с точки зрения квантовой теории, в дальнейшем будет дополнен рассмотрением явлений в недрах атома. Но и то, что изложено выше, представляет достаточное основание, чтобы гипотезе Эйнштейна о квантах излучения придать значение надёжного познавательного способа, так как основная мысль этой гипотезы устанавливает, повидимому, правильный взгляд на излучение, распространение, поглощение, рассеяние света, как на явления по существу квантового, дискретного характера.

Возникает основной вопрос: возможно ли сочетать этот новый взгляд на свет как на дискретные кванты лучистой энергии, с прочно обоснованным, экспериментально и теоретически, воззрением на свет как на волновой процесс электромагнитного характера? С одной стороны, бесспорными опытными фактами являются интерференция, дифракция, поляризация света, устанавливающие его волновую природу. С другой стороны, законы излучения и поглощения, фотоэффект, явления рассеяния света и др. являются столь же неоспоримыми свидетельствами квантовой, дискретной природы лучистой энергии. И ещё нужно заметить, что квантовые выводы мы всегда выражаем на языке волновой теории, вводя в формулы λ, ν (см., например, формулы 24, 30, 31 и т. д.); что это за частота и длина волн у летящих отдельно квантов света? Почему этими характеристиками периодического процесса приходится всё-таки пользоваться и в квантовой теории света?

В 1924 г. Луи Де Бройли высказал идею, которая вводила совершенно новые представления о связи между частицами и волнами.

Основная идея Де Бройли заключается в том, что движению всякой дискретной частицы—электрона, протона, фотона— можно сопоставить некоторый волновой процесс; это значит, что всякая частица при движении сопровождается волновой характеристикой. Эти идеи были далее развиты самим Де Бройли, а также Шредингером, Гейзенбергом, Дираком и др. и легли в основу новой теории—квантовой или волновой механики. По существу квантовая механика является микромеханикой, так как главный предмет, изучением которого она занимается,—это процессы, происходящие в атомах. В дальнейшем будет дан краткий обзор этой теории.

Глава VI

АТОМ

I. РАДИОАКТИВНОСТЬ

А. ОТКРЫТИЕ РАДИОАКТИВНОСТИ

163. Бесконечное разнообразие веществ, которые мы находим в телах природы, химия сводит к тому числу элементов, которые располагаются в порядке атомных весов в таблице Менделеева (1869); всего 92 элемента входят в состав организованной для жизни и неорганической материи; к ним присоединены вновь образованные «заурановые» элементы. Самое понятие «химический элемент» имеет длинную историю; оно развивалось со времён первоначальных воззрений Демокрита и Лукреция, прошло через точное мышление Лавуазье и Дальтона; к концу XIX в. установилось такое практическое определение: химический элемент есть вещество, которое ни при каких химических реакциях не разлагается на более простые составные части.

Но физические экспериментальные исследования и развитие физической теории уже в начале XX в. заставили отказаться от этого определения, поскольку в нём заключалось утверждение о неизменяемости химических элементов. Разнообразные явления ионизации, катодные и анодные лучи, выделение электрона, электронный и ионный ток, изотопия элементов, фотоэффект и множество других явлений (II, § 166, 167, 179, 183 и т. д.) заставили сначала подозревать, а затем и утверждать, что при этих явлениях мы имеем дело с осколками и частями атомов, что атомы элементов имеют сложное строение и притом части атомов заряжены, так что внутри каждого атома существует электрическое поле.

Величайшее значение для познания атома имели два, почти одновременные, открытия—открытие рентгеновских лучей (1895, ноябрь, Вюрцбург) и открытие Анри Беккерелем[1] радиоактивности (1896, февраль, Париж);

[1] А. Беккерель (1852—1903)—профессор в Париже, сын Эдмонда Беккереля (стр. 290), кроме знаменитого открытия радиоактивности, сделал ряд других исследований по физике.

оба эти великие открытия знаменуют новую эпоху в физике как в области эксперимента, так особенно в физической теории; они открыли путь в атом.

Беккерель изучал проникающую способность лучей фосфоресценции; он брал люминесцирующую соль урана, освещал её солнечными лучами и, когда возникало свечение, действовал лучами фосфоресценции на фотографическую пластинку, завёрнутую в плотную чёрную бумагу; он нашёл, что фотографическая пластинка под действием этих лучей темнела. Но в один из пасмурных дней он оставил соль урана в чёрном ящике, на чёрной бумаге, в кото-

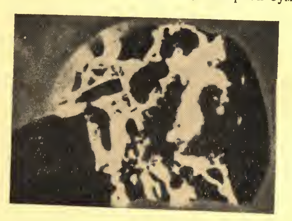


Рис. 268.

рую была завёрнута фотографическая пластинка, не освещая соль урана солнечными лучами. Когда он через некоторое время проявил эту пластинку, оказалось, что на ней получился снимок куска урановой соли (рис. 268), который снял сам себя в полной темноте. Дальнейшее, более подробное исследование позволило установить, что дело вовсе не в фосфоресценции, а в совершенно новом явлении: все соединения, содержащие уран, самопроизвольно и непрерывно излучают энергию, и притом всё равно—были ли они предварительно освещены или нет, находятся ли они на свету или в темноте. Это свойство самопроизвольного и непрерывного излучения энергии было названо радиоактивностью, а элементы, способные к этому излучению,—радиоактивными.

Изучение Беккерелем и его сотрудниками деталей этого нового явления обнаружило, что радиоактивные вещества своим излучением не только действуют на фотографическую пластинку, но ещё производят следующие эффекты:

1) они ионизируют воздух (II, § 163);

2) излучают тепло, т. е. излучают такие лучи, которые действуют как нагревающие;

3) возбуждают флуоресценцию других веществ, способных вообще к флуоресценции (например, сложная соль платины и бария, которая идёт на рентгеновские экраны).

Из этих действий радиоактивных веществ особое значение, как оказалось, имеет ионизационное действие. Соединение ионизационной камеры с гальванометром вскоре стало наиболее чувствительным и точным прибором для исследования радиоактивных явлений.

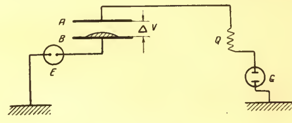


Рис. 269.

Итак, было открыто н о в о е и необыкновенно странное явление: излучение самопроизвольное и непрерывное, без затраты извне какого-либо вида эквивалентной энергии. Неудивительно, что столь парадоксальное явление сейчас же привлекло к себе внимание многих выдающихся физиков.

164. Всестороннее и углублённое изучение этих новых и поразительных явлений было выполнено М а р и е й и П ь е р о м К ю р и[1] (с 1897 г.).

Эти исследователи прежде всего ввели точный количественный метод учёта излучаемой радиоактивными телами энергии. Их ионизационная камера состояла из двух конденсаторных пластин A и B (рис. 269); нижняя соединялась с генератором высокого потенциала, другой полюс которого отведён к земле; между A и B устанавливалась разность потенциалов ΔV; верхняя пластинка A соединялась с землёй через чувствительный гальванометр G. Когда между пластинками появлялось радиоактивное вещество, то сейчас же возникал ток вследствие ионизации воздуха в поле AB, который отмечался гальванометром G (рис. 269).

[1] П ь е р К ю р и (1859—1906) уже был знаменитым учёным до исследования радиоактивности; он имел ряд выдающихся работ по кристаллографии, особенно по пьезоэлектрическим явлениям; кроме того, ему принадлежат исследования по намагничиванию железа; М а р и я К ю р и (1867—1934) родом из Варшавы (урождённая Склодовская). Знаменитые их исследования были начаты в очень скромной лаборатории Высшей физико-химической школы; затем они были профессорами Сорбоны. В 1905 г. им и Б е к к е р е л ю была присуждена Нобелевская премия.

«Мои опыты показали,—говорит М. Кюри, —что излучение соединений урана можно точно измерить при определённых условиях и что это излучение есть свойство атомов урана; интенсивность излучения пропорциональна количеству урана, находящемуся в соединении, и не зависит ни от рода химического соединения, ни от внешних условий, каковы, например, освещение, температура и т. п.».

Особенно важно отметить, что эти исследования установили, что нет никаких способов усилить, ослабить, вызвать, уничтожить вообще изменить радиоактивность. Отсюда-то и вытекает вышеприведённое заключение М. Кюри: радиоактивность есть атомное свойство; в радиоактивных веществах текут какие-то процессы в недрах атомов, и мы не имеем средств на них воздействовать. Следовательно, элементу урана как таковому (U, $A_u=238{,}07$) свойственна радиоактивность; естественно возникает вопрос: нет ли ещё элементов с этой способностью?

165. Для ответа на этот вопрос Кюри предприняли грандиозные работы по испытанию всех элементов на радиоактивность. В первом туре этих работ им удалось установить несомненную радиоактивность тория (Th, $A_{Th}=232{,}12$).

Кроме исследования элементов и их простых соединений, М. Кюри подвергала испытанию огромное число разнообразных минералов и руд; при этом она встретилась с сильно удивившей её аномалией.

Оказалось, что некоторые минералы, среди них особенно смоляная урановая руда из Иоахимсталя (Богемия), гораздо более радиоактивны, чем можно было ожидать по содержанию в них урана и тория. «Тогда я предположила,—говорит М. Кюри, —что эти минералы содержат в небольшом количестве вещество, гораздо более радиоактивное, чем уран или торий... Это должен быть новый химический элемент». Опираясь на эту гипотезу, Кюри приступили к обычной фракционной обработке огромных количеств (несколько тонн) смоляной урановой руды, стараясь путём химического анализа выделить этот новый радиоактивный элемент. После длительной обработки руды они могли констатировать (1898) в наименее растворимых фракциях присутствие двух сильно радиоактивных элементов—полония (Po, $A_{Po}=210{,}0$) и радия (Ra, $A_{Ra}=$ $=226{,}05$), первый в смеси с висмутом, второй—с барием.

Радий в несколько миллионов раз радиоактивнее урана, но, чтобы получить 1 *г* чистого радия, надо переработать не менее 5 *т* смоляной руды. При помощи очень тонкого химического анализа последних фракций в процессе дробной кристаллизации было получено ничтожное количество (несколько миллиграммов) соли чистого радия ($RaBr_2$ и $RaCl_2$); уже одна десятимиллиардная грамма радия может быть обнаружена по его радиоактивным действиям. Впоследствии (1910) М. Кюри и один из её сотрудников—

Дебьерн при помощи электролиза раствора $RaCl_2$ (хлористого радия) получили чистый металлический радий. По его атомному весу (226,05) и по химическим свойствам, аналогичным барию, его пришлось поместить в последнем ряду II группы менделеевской таблицы. Работы Беккереля и Кюри привлекли к себе внимание многих учёных; образовалась целая школа исследователей, которая установила, что можно насчитать всего около сорока радиоактивных элементов. Из них пока упомянем два: 1) вскоре после открытия радия был открыт новый радиоактивный элемент—актиний (Ac, A_{Ac}=227); 2) в препаратах радия был обнаружен радиоактивный газ, который был назван эманацией; теперь его называют радон (Rn); этот газ всегда сопровождает радий, хотя и в ничтожных количествах (на 1 *г* радия приходится 0,005 *мг* эманации).

При помощи специальных микровесов, о которых было упомянуто (II, § 177), Рамзай и Грей определили плотность эманации и её атомный вес; это новый благородный радиоактивный газ (A_{Rn}=222), занимает 86-е место менделеевской системы (VIII группа, VI период).

Очень важно теперь же заметить, что радиоактивные элементы имеют большой атомный вес (выше 206) и занимают последние места в таблице менделеевской системы. Как исключение надо отметить слабые радиоактивности калия (A_k= 39,10) и рубидия (A_{Rb}=85,45), которые были обнаружены в 1907 г.

Если некоторое количество радия поместить в изолированный от внешних влияний калориметр, то можно установить, что 1 *г* радия излучает в час около 132 калорий. Самое поразительное в этом явлении то, что это излучение происходит самопроизвольно и не изменяется с течением времени. Первые исследователи видели в этом конфликт с принципом сохранения энергии.

Б. СУЩНОСТЬ РАДИОАКТИВНЫХ ЯВЛЕНИЙ

166. Поскольку явления радиоактивности не могли быть разъяснены химией, следовало предположить, что мы имеем здесь дело с атомными процессами, протекающими внутри атомов радиоактивных элементов, как это предполагала М. Кюри.

Такова новая, огромного значения идея, которую всесторонне развил и обосновал гениальный английский физик Резерфорд[1]; ему теория строения атома обязана основными идеями и величайшими экспериментальными открытиями.

---

[1] Эрнест Резерфорд (1871—1937) англичанин, родом из Новой Зеландии. Стоял во главе Кэвендишской лаборатории в Кембриджском университете, где до смерти руководил исследованиями в области атомных и ядерных процессов. В 1908 г. получил Нобелевскую премию. В 1930 г. получил звание лорда за свои великие открытия.

В ряде работ (1902, 1903) Резерфорд выяснил, что сущность радиоактивных явлений заключается в превращении элементов, т. е. в преобразовании атомов одних элементов в атомы других элементов, а излучение энергии—это явление, сопровождающее основной процесс.

Провозглашение этой гипотезы стало возможным после того, как был произведён анализ излучения, которым характеризуется всякое радиоактивное явление.

Если в свинцовой коробке с радием (рис. 270) сделать наверху узкое отверстие, то излучение радия может выходить из коробки только через это верхнее отверстие. Резерфорд поместил эту коробку в сильное поперечное магнитное поле и установил, что магнитное поле разделяет излучение радия на три потока:

Рис. 270.

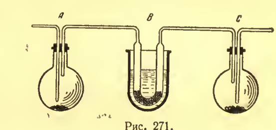


Рис. 271.

а) часть лучей совершенно не отклоняется в магнитном поле; они, очевидно, не несут никакого заряда; это излучение было названо γ-лучами;

б) если представим себе магнитное поле перпендикулярным к чертежу (N—перед плоскостью чертежа), часть лучей радия очень сильно отклонится направо; это β-лучи;

в) третья часть лучей слабо отклоняется при таком расположении поля налево; это α-лучи.

Этот опыт свидетельствует о том, что α- и β-лучи являются потоками заряжённых частиц противоположных знаков. Применяя правило трёх пальцев левой руки, можно определить, что α-лучи несут положительные заряды, а β-лучи—отрицательные. Как будет показано дальше, γ-лучи—излучение, весьма близкое к рентгеновским лучам; это электромагнитные волны с длинами волн, меньшими, чем рентгеновские волны (0,428—0,007 Å, § 109).

167. Рассмотрим основные опыты, которые установили превращаемость элементов, т. е. преобразование их атомов.

1. Радий излучает все три вида лучей — α, β и γ; газ—эманация радия, которая всегда ему сопутствует и является продуктом радиоактивного процесса, испускает лишь α-лучи. Этот процесс с эманацией радия (радоном) идёт очень быстро (см. таблицу на стр. 311); в течение нескольких дней можно уже наблюдать результаты этого процесса. Английские физики Рамзай и Содди (1903), поместив радий или раствор соли радия в колбу *A* (рис. 271), продували воздух и эманацию в трубку *B*, которая помещена в дьюаровский сосуд с жидким воздухом. Критическая температура эманации—150° С; она сжижается в трубке *B*. Откачав из неё воздух и другие газы, оставили в *B* только эманацию. Очищенная таким образом эманация была запаяна в трубке *A* (рис. 272) с тончайшими стенками, через которые проходят продукты радиоактивного распада. Они собираются в обычную трубку Плюккера *V* для спектральных исследований.

Рис. 272.

Через три или четыре дня исследовали спектр свечения трубки *V*; спектрометр обнаружил спектр гелия; следовательно, в процессе радиоактивного превращения эманации, или радона (Rn), появляется в трубке гелий как продукт распада эманации.

Если сопоставить атомные веса $A_{Ra} = 226$, $A_{Rn} = 222$, $A_{He} = 4$, то, естественно, возникнет следующее представление о радиоактивном процессе превращения радия:

$$226 = 222 + 4; \quad A_{Ra} \rightarrow A_{Rn} + A_{He}.$$

Это уравнение атомной реакции, а не молекулярной. Таким образом, можно записать ход атомного процесса, а стрелка указывает его направление.

2. Это соотношение, возвещающее появление новой химии, в которой превращаются не молекулы, а атомы, явилось исходным пунктом множества исследований о дальнейших процессах радиоактивных превращений, при которых возникают радиоактивные изотопы (II, § 192):

а) Эманация, излучая α-лучи, образует гелий и ещё новое радиоактивное вещество — изотоп Ra: радий *A* (Ra*A*), атомный вес которого 218; вновь имеем соотношение:

$$222 = 218 + 4;\ A_{Rn} \rightarrow A_{Ra\,A} + A_{He}.$$

б) Радий *A* очень быстро превращается в радий *B*, атомный вес которого $A_{Ra\,B} = 214$, причём вновь выбрасываются α-лучи и появляется гелий:

$$218 = 214 + 4;\ A_{Ra\,A} \rightarrow A_{Ra\,B} + A_{He}.$$

в) Радий *B* излучает только β- и γ-лучи, но не излучает α-лучей; при этом возникает новое радиоактивное вещество — радий *C* (Ra*C*), химически подобное висмуту; замечательно, что атомный вес его остаётся 214, т. е. не изменяется по сравнению с атомным весом радия *B*:

$$A_{Ra\,B} = A_{Ra\,C} = 214.$$

Отметим: атомный вес при излучении α уменьшается на 4 единицы; при излучении β и γ — остаётся неизменным.

г) Однако этим цепь радиоактивных превращений не ограничивается. Радий *C* выбрасывает все три вида лучей — α, β и γ и быстро превращается в радий *D* (Ra*D*). Согласно вышеуказанному, надо ожидать при этом превращении появления гелия и изменения атомного веса Ra*D*; так оно и происходит: при образовании Ra*D* появляется гелий, а атомный вес Ra*D* на 4 единицы меньше атомного веса Ra*C*, именно $A_{Ra\,D} = 210$; поэтому:

$$214 = 210 + 4;\ A_{Ra\,C} \rightarrow A_{Ra\,D} + A_{He}.$$

д) Далее Ra*D* превращается в радий *E* с излучением β- и γ-лучей, причём атомный вес не изменяется: $A_{Ra\,E} = 210$: радий *E* превращается в полоний с излучением β- и γ-лучей и потому $A_{Po} = 210$.

е) Наконец, полоний (иногда называемый радий *F*), излучая α- и γ-лучи, обращается в нерадиоактивное вещество — свинец, причём появляется гелий, и атомный вес изменяется на 4 единицы: $A_{Pb} = 206$; поэтому:

$$210 = 206 + 4;\ A_{Po} \rightarrow A_{Pb} + A_{He}.$$

На этом радиоактивный процесс заканчивается; он привёл к элементу с устойчивым атомом, свинец нерадиоактивен.

Мы рассмотрели целый ряд радиоактивных преобразований, начавши этот ряд с радия; заметим пока, что и сам радий есть продукт длинного ряда превращений, во главе которых стоит уран. Более подробный обзор этих превращений будет дан дальше; теперь же обратим внимание на тот замечательный факт, установленный множеством исследований: при радиоактивном превращении с излучением α-лучей атомный вес изменяется на 4 единицы. Является вопрос: не есть ли α-лучи поток ионов гелия — ($A_{He} = 4$)?

B. РАДИОАКТИВНЫЕ ВЕЩЕСТВА

168. Обширные экспериментальные исследования со времени Кюри привели к возможности построения рядов преемственно превращающихся друг в друга элементов, как бы генеалогию атомов (187). Установлены четыре ряда веществ, превращающихся друг в друга в процессах радиоактивных явлений (см. табл. на стр. 311); во главе I ряда стоит уран (U), таблица I и II; во главе II ряда (или семейства) — торий (Th), таблица III; во главе III ряда — актиний (Ac), таблица IV; во главе IV ряда—плутоний (Pu) и нептуний (Np), таблица V.

Эти схемы дают представление о ходе последовательных превращений внутри каждого семейства; по ординатам отложены атомные веса изотопов, а по абсциссам — порядковые номера в таблице Менделеева Z. Горизонтальные переходы соответствуют β-превращениям, диагональные — α-превращениям.

Из этих таблиц видим:

1. При α-превращениях атомный вес изменяется на 4 единицы, как это мы заметили раньше; при этом появляется элемент, стоящий в периодической системе на два места выше к началу таблицы, например Ra, занимающий 88-е место, переходит в Rn на 86-е место.

Замечательно, что атомы многих нерадиоактивных элементов, последовательно расположенные в периодической системе через один, тоже отличаются по атомному весу A (приблизительно) на 4:

$$\text{C}-\text{A}=12 \text{ (место } Z=6), \text{ O}-\text{A}=16 \text{ (место } Z=8),$$
$$\text{Ne}-\text{A}=20\,(Z=10),\ \text{Mg}-24\,(12),\ \text{Si}-28\,(14),\ \text{S}-32\,(16);$$

вообще:

$$\text{A}=4n;$$

или: $\text{F}-\text{A}=19\,(Z=9);\ \text{Na}-23\ (11);\ \text{Al}-27\ (13);\ \text{P}-31\ (15)\ldots$

$$\text{A}=4n+3.$$

2. При β-превращениях (при выбрасывании β-частиц) атомный вес элемента не изменяется, но изменяются его химические свойства и тип; вновь образовавшийся элемент занимает в периодической системе новое место, именно — порядковый его номер Z (атомное число) на единицу больше номера того элемента, из которого он произошёл. Так, RaB и RaC имеют один и тот же атомный вес (214), но химически это совершенно различные элементы, RaB имеет место $Z=82$, RaC — $Z=83$ (см. таблицу Менделеева на стр. 359).

Наоборот, как известно (II, § 191), существуют элементы, называемые изотопами, которые имеют сходные химические и физические свойства, несмотря на различие их атомных весов; так хлор ($Z=17$) имеет 2 (стабильных) изотопа, кислород (8) — 3 изотопа, кадмий (8) — 13 изотопов, ртуть (80) — 7 изотопов и т. д. Среди радиоактивных элементов имеем очень много изо-

топов; так, элемент с атомным числом $Z=82$ (Pb) — 4 изотопа, 88 (Ra) — 4 изотопа, 90 (Th) — 6 изотопов, уран (92) — 3 изотопа и т. д.

Отметим: при определении физико-химических свойств вещества играет важную роль атомное число Z, указывающее порядковое место элемента в периодической системе.

Открытым остаётся вопрос, существуют ли элементы, которые были бы общими родоначальниками радиоактивных рядов урана и тория, хотя, как увидим дальше, искусственно получены вещества с бо́льшими атомными числами, чем уран: 93 — нептуний (Np), 94 — плутоний (Pu), 95 — америций (Am), 96 — кюрий (Cm), 97 — берклий (Bk), 98 — калифорий (Cf), 99 — афиний (Ath), 100 — центурий (Cn).

169. Скорость ридиоактивного превращения, т. е. количество вещества, превращающегося в единицу времени, пропорционально всему количеству вещества (числу атомов) n, участвующего в процессе превращения:

$$-\frac{dn}{dt}=\lambda n;$$

отсюда:

$$-\int_{n_0}^{n}\frac{dn}{n}=\lambda\int_0^t dt; \quad n=n_0e^{-\lambda t}; \tag{a}$$

здесь n_0 — число атомов в начале процесса превращения (при $t=0$).

Коэффициент λ называется «постоянной радиоактивности» или «постоянной распада»; обратная величина:

$$\tau=\frac{1}{\lambda}$$

характеризует продолжительность жизни элемента. Характеристикой радиоактивного вещества T называется время, в течение которого происходит распад половины всех атомов вещества, участвующих в процессе превращения; так, для Ra период полураспада $T=1590$ лет.

Пусть число распавшихся атомов $n=\frac{1}{2}n_0$, где n_0 — первоначальное число атомов радиоэлемента. Тогда по уравнению (а) имеем:

$$\frac{1}{2}=e^{-\lambda t}; \quad -\lambda T=\ln\frac{1}{2}; \quad T=\frac{\ln 2}{\lambda}=\frac{0,69315}{\lambda}. \tag{б}$$

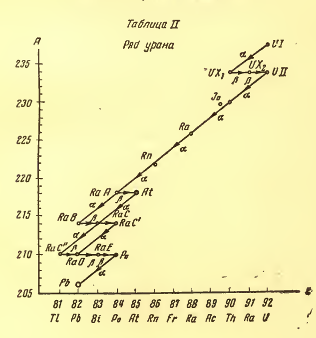
По этой формуле для всякого радиоэлемента можно вычислить период полураспада, а также и τ. Периоды полураспада весьма разнообразны; для $U_1 - T=4{,}5\cdot 10^9$ лет, для Ra $A-T=3{,}05$ мин. Это видно из таблицы I:

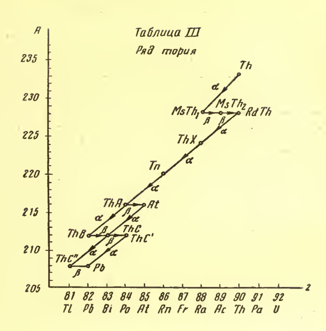
Таблица 1

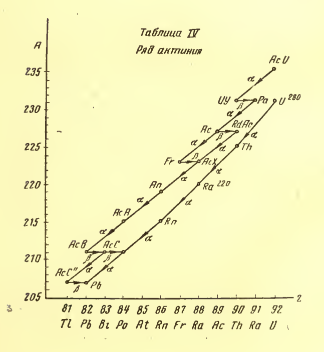
Ряд урана

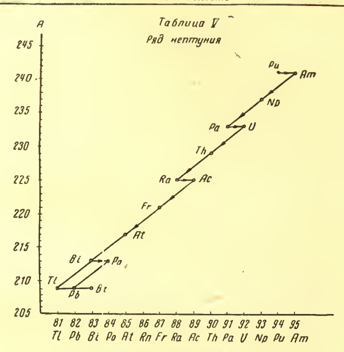
Название элемента	Атомный вес A	Атомный иомер Z	Период полураспада T	Тнп распада
Ураи I	238,07	92	$4{,}5 \cdot 10^9$ лет	α
Ураи x_1	(234)	90	24,5 дня	β
Уран x_2	(234)	91	1,14 мнн	β
Ураи II	(234)	92	$2{,}7 \cdot 10^5$ лет	α
Ионий	(230)	90	$8{,}3 \cdot 10^4$ лет	α
Радий	226,05	88	1590 лет	α, β
Радон	222	86	3,82 дня	α
Раднй A	218	84	3,05 мии	α
Раднй B	214	82	26,8 »	β
Радий C	214	83	19,7 »	α, β
Радий C'	214	84	10^{-6} сек.	β
Радий C''	210	81	1,32 мин	α
Радий D	210	82	22 года	β
Радий E	210	83	5,0 дней	β
Радий F (полонний)	210	84	140,0 дней	α
Радий G (свиирц)	207,21	82	устойчив	

Схема этого ряда в таблице II:




Таблица III
Ряд тория
A
235
230
225
220
215
210
205
Th
α
MsTh₁
MsTh₂
RdTh
β
α
ThX
Tn
ThA
At
ThB
ThC
ThC'
ThC"
Pb
Z
81 82 83 84 85 86 87 88 89 90 91 92
Tl Pb Bi Po At Rn Fr Ra Ac Th Pa U


Таблица IV
Ряд актиния
A
235
230
225
220
215
210
205
AcU
UY
Pa
U 280
Ac
RdAc
Th
Fr
AcX
Ra 220
An
AcA
Rn
AcB
AcC
AcC"
Pb
α
β
Z
81 82 83 84 85 86 87 88 89 90 91 92
Tl Pb Bi Po At Rn Fr Ra Ac Th Ra U



Г. ПРИРОДА ИЗЛУЧЕНИЙ α, β, γ

170. Кроме уже перечисленных особенностей α-, β- и γ-лучей, они отличаются друг от друга по способности проникать в вещество. Резерфорд многочисленными опытами установил, что наиболее проницающими являются γ-лучи, затем β-лучи и наименее проницающие α-лучи; это значит, что вещество сильно задерживает или поглощает α-лучи, слабее задерживает β-лучи, легко пропускает γ-лучи, как и очень жёсткие рентгеновские лучи.

Эти исследования велись при помощи ионизационной камеры *C* (рис. 273), соединённой с чувствительным электрометром *G* (§ 88); в нижней стенке окно прикрыто тонким листочком алюминия (0,1 *мм*). Отверстие *A* в свинцовой коробке *M* с препаратом радия (Ra*C*) закрыто алюминиевым лис-

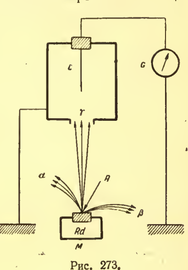


Рис. 273.

точком толщиной 2 *мм* и, кроме того, его можно прикрывать толстой свинцовой крышкой. Расстояние от отверстия *A* до ионизационной камеры может быть значительно, например до 2 *м*.

1. Лучи γ

Поместив свинцовую коробку *M* с препаратом радия в магнитное поле, разделим лучи α, β и γ (рис. 273); γ-лучи направим на окно ионизационной камеры. Как только снимем свинцовую крышку с отверстия коробки *A*, так сейчас же заметим по электрометру *G*, что газ в камере *C* ионизован действием γ-лучей. В нашем случае γ-лучи прошли через $0{,}1+2=2{,}1$ *мм* алюминия и 2 *м* воздуха; увеличивая длину пути лучей через поглощающие среды, уменьшаем интенсивность их ионизующего действия. Интенсивность γ-излучения Ra*C* уменьшается наполовину при прохождении через 5,5 *см* алюминия, 1,3 *см* свинца, 12,6 *см* воды,



Рис. 274.

$1{,}5\cdot 10^4$ *см* воздуха (15°, 760 *мм* Hg) и т. д. Напомним (§ 71), что для жёстких рентгеновских лучей соответственно имеем: 0,016 *см* — для свинца и 1,6 *см* — для алюминия.

Лучи γ не отклоняются в магнитном поле и, следовательно, не несут заряда; естественно возникает мысль, что мы здесь имеем дело не с частицами, а с электромагнитным излучением.

Для подтверждения этого воззрения на природу γ-лучей был применён для определения длины их волн тот же метод, который оказался столь плодотворным при измерении длины волн рентгеновских лучей (§ 75, 76), именно: метод интерференции и дифракции γ-лучей при прохождении их через кристаллы. Источником γ-лучей являлась эманация радия (радон), заключённая в тонкостенную стеклянную трубку; при распаде радона возникало γ-излучение.

По необыкновенной проницающей способности γ-лучей сле-

довало ожидать, что длина их волны меньше рентгеновских, эти лучи более жёсткие, чем самые жёсткие рентгеновские. Измерения волн γ-лучей подтвердили это заключение: спектр γ-излучения охватывает длины волн от 0,428 Å до тысячных долей ангстрема; для сравнения напомним, что наименьшие длины самых жёстких рентгеновских волн имеют значения около $\lambda = 0{,}1$ Å.

Что же касается до самого механизма поглощения γ-лучей, то были произведены многочисленные экспериментальные исследования этого явления с помощью камеры Вильсона (II, § 169), именно при изучении фотографий туманных следов, которые возникают в камере на пути γ-лучей вследствие производимой ими ионизации (рис. 274); эти опыты позволили заключить, что при действии γ-лучей на вещество происходит или фотоэффект, или эффект Комптона (§ 158), или новое явление — возникновение пар частиц (§ 250), о чём речь будет дальше.

2. Излучение β

171. Лучи β так отклоняются в магнитном поле, что несомненен их отрицательный заряд (рис. 273); размер отклонения измеряется по методу Дж. Дж. Томсона (II, § 174) для катодных лучей.

Измерив отклонение β-лучей в магнитном и электрическом поле, можно вычислить отношение $\frac{q_\beta}{m}$, где q_β — заряд, переносимый β-частицей. Изучение самого явления отклонения β-лучей показывает, что эти лучи, исходящие из данного радиоэлемента (например, Ra *B*), отклоняются различно в одном и том же магнитном поле, как это видно на фотографии (рис. 275); получается спектр β-лучей. Центральная полоса — путь β-лучей без поля; при одном направлении магнитного поля — отклонение направо, при другом — налево; важно, что в том и другом случае наблюдаем траектории разной кривизны. Это значит, что начальные скорости, с которыми они выбрасываются из атома, различны: примерно от $9{,}9 \cdot 10^9$ до $2{,}994 \cdot 10^{10}$ $\frac{см}{сек}$; значит, различна и энергия, которой обладают β-частицы, покидая атом.



Рис. 275.

Если вычислять отношение $\frac{q_\beta}{m}$ для β-частиц при скоростях примерно таких, которые имелись в катодной трубе

Дж. Дж. Томсона, то все исследователи приходят к вполне определённому результату: отношение это имеет такое же значение, какое получено для катодных лучей, т. е. для потока электронов (II, § 179):

$$\frac{e}{m_e} = 5{,}27 \cdot 10^{17} \frac{CGSE}{г} = 1{,}76 \cdot 10^{7} \frac{CGSM}{г} = 1{,}76 \cdot 10^{8} \frac{кулон}{г}.$$

Следовательно, β-лучи — это поток электронов, выбрасываемых из атома.

При возрастании скорости электронов до огромных значений, почти до скорости света согласно теории относительности возрастает их масса, что, как было указано, подтверждено экспериментальными исследованиями (II, § 178, III, § 124):

$$m = m_0 \left[1 - \frac{v^2}{c^2}\right]^{-\frac{1}{2}}.$$

Лучи β сильнее поглощаются веществом, чем γ-лучи; при средних скоростях достаточно пластинки алюминия в 5 *мм* толщиной, чтобы их полностью поглотить.

Однако Ленард, один из первых исследователей прохождения β-лучей через вещество, показал, что очень быстрые электроны чрезвычайно легко проходят через вещество, оно становится для быстрых электронов как бы «прозрачным». Если представить себе, что, проникая в вещество на несколько миллиметров, электрон на длине этого пути встречает миллиарды атомов, то мы должны заключить, что сами атомы в высшей степени проницаемы для электронов. Следует отметить это первое заключение о проницаемости атома.

172. Важнейшее значение при исследовании радиоактивных излучений имеет метод камеры Вильсона (II, § 169). Каждая α- или β-частица, или каждый γ-луч в разной мере ионизует в камере встречные частицы газа, и на образовавшихся ионах при расширении влажного воздуха оседает пар; пути лучей α и β записываются в камере в виде нитей тумана (рис. 276, 277) и могут быть фотографированы.

Таким образом, в камере Вильсона мы можем наблюдать и фотографировать путь и поведение буквально одной α- или β-частицы. Так, на рисунке 276 видим пути двух β-электронов; вначале их пути почти прямолинейны, затем путь всё больше и больше изгибается при столкновениях; энергия β-частицы тратится на ионизацию, надо помнить, что хотя скорость β-электронов очень велика, но масса очень мала ($m_e = 9{,}1 \cdot 10^{-28}$ *г*, II, § 179).

Число ионов, произведённых β-частицами, сравнительно невелико, что видно и на фотографии 276, путь β-частицы записан не сплошной нитью тумана, а отдельными точками в нём; это

те точки, в которых β-частица вызывает появление иона. В среднем можно считать, что каждая β-частица может создать на пути своего полёта около 10 000 пар ионов; между тем как α-частица



Рис. 276.

может создать до 200 000 пар ионов, почему путь её на фотографиях Вильсона видим как сплошную линию (рис. 277), как результат сплошной ионизации при её пробеге.



Рис. 277.

3. Излучение α

173. Изучению природы и свойств α-лучей были посвящены работы Резерфорда и его сотрудников (1909—1914), которые и привели к основным идеям о строении атома.

Сведём результаты этих работ к нескольким важнейшим положениям.

Направление отклонения α-лучей в электрическом и магнитном поле определило, что частицы α-лучей несут положительный заряд (рис. 270). Для измерения отклонений α-лучей в электрическом поле Резерфорд помещал проволоку с налётом RaC в эвакуированный сосуд M (рис. 278) и через диафрагму A направлял очень узкий пучок α-лучей в сильное поле конденсатора C_1C_2 $\left(\text{напряжённость поля до } 25\,000 \frac{вольт}{см}\right)$; отклонения фиксировались на фотографической пластинке P. На рисунке 278 пластины C_1 и C_2 подведены к полюсам батареи B через коммутатор K, позволяющий менять направление поля. Так же, направляя α-лучи между полюсами магнита, находили отклонения их в магнитном поле. Из двух уравнений Дж. Дж. Томсона (II, § 175) вычисляли скорость v и $\frac{q_\alpha}{m_\alpha}$, где q_α — заряд, переносимый одной частицей в α-излучении, а m_α масса этой частицы.

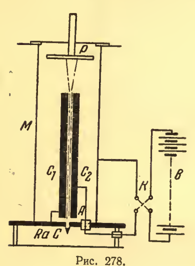


Рис. 278.

I. Скорость α-частиц, извергаемых из RaC, оказалась $v = 1{,}922 \cdot 10^9 \frac{см}{сек}$. Малейшая примесь иных радиоэлементов изменяет значение этой скорости:

для Ra — $v = 1{,}51 \cdot 10^9$; для Po — $v = 1{,}593 \cdot 10^9$;
для RaA — $v = 1{,}690 \cdot 10^9$; для ThC — $v = 2{,}054 \cdot 10^9$ и т. д.

Приходим к важному заключению: скорость α-частиц характерна для излучающего их радиоактивного элемента.

Сотрудник Резерфорда Гейгер подробно изучил зависимость длины пробега α-частицы от её начальной скорости. Он при своих исследованиях наблюдал пути α-частиц в камере Вильсона (рис. 277) и установил, что R_0 — длина пробега α-частицы пропорциональна кубу её начальной скорости:

$$R_0 = \frac{1}{a} v^3;$$

здесь $\frac{1}{a}$ — коэффициент, имеющий (при 0° и 760 *мм* Hg) значение:

$$\frac{1}{a} = (1{,}08 \pm 0{,}01) \cdot 10^{27}.$$

Так, пробег излучаемых из RaC α-частиц в воздухе равен $R_0 = 6{,}6$ *см*, из Ra $- R_0 = 3{,}03$ *см*; в водороде R_0 доходит для самых быстрых α-частиц до 24 *см*.

Помещая на пути α-частиц в камере Вильсона различные вещества (Al, Fe, Pb и т. д.), наблюдаем уменьшение длин пробегов R_0:

Li, $R_0 = 129\,\mu$	Вода	$R_0 = 59{,}8\,\mu$	
Al, $R_0 = 40{,}6\,\mu$	Fe	$R_0 = 18{,}7\,\mu$	
Pb, $R_0 = 24{,}1\,\mu$	Стекло	$R_0 = 40\,\mu$	(приблизительно)

В этих средах происходит поглощение α-частиц; пластинка алюминия в 0,06 *мм* совершенно поглощает даже самые быстрые из них.

Кроме поглощения α-частиц веществом, было замечено их рассеяние в тех средах, в которые они проникали; об этом важном явлении будем подробно говорить несколько дальше.

II. Определение отношения $\frac{q_\alpha}{m_\alpha}$, или удельного заряда α-частицы, по методу отклонения в электрическом и магнитном поле (II, § 174) дало для него следующее значение:

$$\frac{q_\alpha}{m_\alpha} = 4822 \quad \frac{CGSM}{г} = 4{,}822 \cdot 10^4 \frac{кулон}{г}.$$

Найденные значения этого отношения дадут возможность выяснить природу α-частиц.

174. Для понимания полученных результатов необходимо было определить заряд одной α-частицы q_α и затем её массу m_α. При решении этой задачи Резерфордом было разработано несколько методов, которые до сих пор играют важную роль при атомных исследованиях.

I метод основан на учёте сильной ионизации, которую обусловливает полёт всякой α-частицы.

а) Внутренняя стенка колбы Q (рис. 279) покрыта налётом RaC; трубка A эвакуирована. Когда открыт кран B, α-частицы через узкую диафрагму D, отверстие которой закрыто тонким листком слюды, попадали в особую ионизационную камеру M (§ 77), называемую счётчиком Гейгера. Стенки камеры M тщательно изолированы от острия N; между стенкой M и остриём N образовано сильное электрическое поле (разность потенциалов 2000 — 3000 *в*); напряжённость этого поля очень велика у острия, которое соединено с положительным полюсом батареи. Когда α-частица, пройдя диафрагму и слюдяной листочек D, попадает в камеру M, она производит ионизацию; ионы получают особенно большую скорость у острия и в свою очередь производят ионизацию. Это движение ионов к острию и к стенкам замыкает

цепь батареи, а гальванометр G (зеркальный или струнный) регистрирует появление тока. На рисунке 280 воспроизведена запись показаний струнного гальванометра на движущейся фотоплёнке. Можно сосчитать число отбросов стрелки гальванометра; каждый

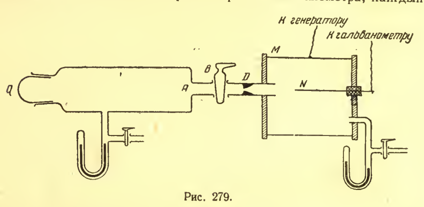
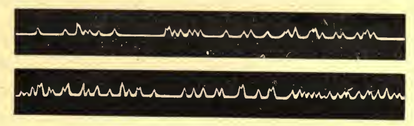


Рис. 279.

из них обусловлен полётом одной α-частицы. Некоторые отклонения гальванометра или изломы на фотографии вдвое больше соседних — это значит, одновременно влетели в камеру две α-частицы.

б) Таким образом, можно сосчитать число α-частиц, появившихся в камере за t *сек.*; далее, зная размер отверстия D и его


Рис. 280.

расстояние от Q, находим всё число α-частиц, извергнутых за это время налётом RaC во все стороны; зная количество RaC, узнаем число α-частиц, высылаемых в 1 *сек.* 1 *г* радиоактивного вещества.

На рисунке 281 изображена лабораторная установка счётчика Гейгера. T — трансформатор и выпрямитель; один полюс T присоединён к стенке камеры M, другой—отведён к Земле; игла N соединена с гальванометром G и с Землёй. Схема этой же установки дана на рисунке 282.

Многочисленными подобными опытами со счётчиком Гейгера установлено, что 1 *г* радия в 1 сек. извергает $n = 3{,}72 \cdot 10^{10}$ α-частиц.

в) После описанного опыта исследуемый препарат радия помещался в конденсатор (рис. 269), или цилиндр Фарадея; электрометр, соединённый с пластинкой конденсатора, обнаружи-

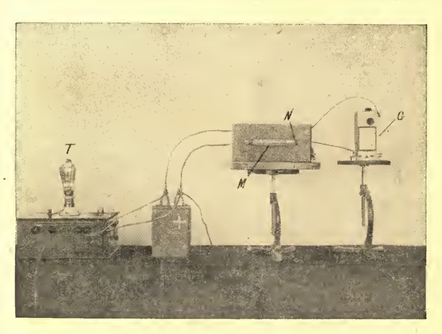


Рис. 281.

вал повышение потенциала V на ΔV, обусловленное увеличением заряда, переносимого α-частицами. Если ёмкость конденсатора C, а увеличение потенциала за 1 *сек.* составляет ΔV вольт, заряд q, переносимый α-частицами за 1 *сек.*, определяется выражением:

$$q = C \cdot \Delta V.$$

Зная из предыдущего опыта число α-частиц, излучаемых в 1 *сек.* нашим препаратом радия, находим q_α заряд одной α-частицы. Подобные измерения дали в среднем:

$$q_\alpha = \frac{q}{n} = 9{,}549 \cdot 10^{-10}\,(CGSE) = 3{,}183 \cdot 10^{-20}\,(CGSM).$$

Это значит, что $q_\alpha = 2 \cdot 1{,}6 \cdot 10^{-20} = 2e$, заряд α-частицы равен двойному заряду электрона.

г) Раз известен заряд α-частицы, то из соотношения:

$$\frac{q_\alpha}{m_\alpha} = 4822\,\frac{CGSM}{г}$$

находим её массу m_α:

$$m_\alpha = \frac{3,183\cdot 10^{-20}}{4822} = 6,6\cdot 10^{-24} = 4m_н.$$

Этот результат устанавливает, что атомный вес α-частицы равен 4, т. е. что α-частица имеет массу, равную массе атома гелия. Итак, α-частица не что иное, как ион гелия с зарядом $+2e$.

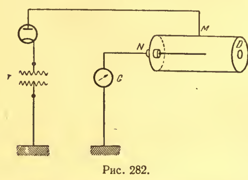


Рис. 282.

175. II способ счёта α-частиц ведёт своё начало от Крукса. Он изобрёл простой прибор — спинтарископ, в котором мы видим появление отдельных α-частиц. Игла A (рис. 283), которой когда-то коснулись бромистого радия, помещается в небольшую цилиндрическую трубочку, дно которой B покрыто люминесцирующим веществом, например сернистым цинком. Каждая α-частица, попавшая на этот экран, даёт на нём мгновенную вспышку, которую видим через лупу C. Непрерывный и обильный поток α-частиц производит сначала впечатление общего сияния экрана, но, присмотревшись, мы видим в лупу, что это сияние является в результате отдельных вспышек — сцинтилляций; экран вспыхивает в том месте, где в него попала α-частица (рис. 284).

Резерфорд усовершенствовал этот простой аппарат и счёт сцинтилляций обратился в один из важнейших методов атомных исследований.

Экспериментальная установка изображена на рисунке 285. Латунная трубка (или ящик) T длиной примерно 18 *см* с диаметром около 3 *см* может быть эвакуирована через краны A_1 и A_2 или, наоборот, наполнена данным газом под определённым давлением; по длине трубки может перемещаться при помощи винта C латунный диск R (диаметр 1 *см*) с налётом радия. В противоположной стенке находится отверстие в 5 *мм*, закрытое листиком серебра B (или железа, или алюминия), задерживающая способность которого по отношению к α-частицам эквивалентна 4—6 *см* воздуха. Экран сернистого цинка S был помещён за листиком серебра на расстоянии 1,3 *мм*; в эту щель между B и S можно было вводить разные

поглощающие α-лучи вещества (алюминиевая фольга, золото и т. д.). Наблюдение сцинтилляций на экране S и счёт их производились при помощи микроскопа M с прекрасной оптической системой.



Рис. 283. Рис. 284.

Процесс счёта сцинтилляций очень труден и требует напряжённого внимания и огромного навыка.

Чтобы иметь дело с сцинтилляциями, возбуждаемыми только α-частицами, весь аппарат помещался в сильное магнитное поле,

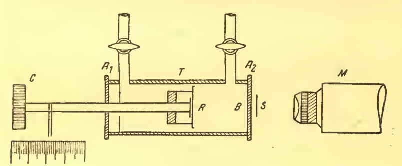


Рис. 285.

которое отклоняло в сторону β-лучи, а расстояние RB регулировалось так, чтобы γ-лучи не возбуждали на экране дополнительного сияния.

Счёт сцинтилляций решал те же задачи о числе α-частиц, которые решил метод ионизационной камеры Гейгера, в конце концов — вопрос о природе α-частиц (см. стр. 321). Но, кроме того, этот метод привёл к открытию совершенно нового и, как оказалось, очень важного явления — рассеяния α-частиц.

Д. РАССЕЯНИЕ α-ЧАСТИЦ

176. С 1906 г. производились под руководством Резерфорда тщательные исследования прохождения α-частиц через вещество по методу сцинтилляций; результаты этих опытов были изложены в ряде мемуаров Резерфорда и его сотрудников — Гейгера, Марсдена и Чадвика.

1. Установив в камере T (рис. 285) вакуум и выделив при помощи диафрагмы B узкий пучок α-частиц, получим на люминесцирующем экране S в поле зрения микроскопа M яркое и сосредоточенное пятно сцинтилляций (рис. 286).

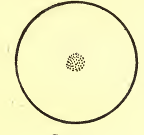


Рис. 286.

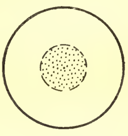


Рис. 287.

2. Если же на пути α-лучей в щель BS поместить тонкую (0,01 *мм*) пластинку какого-либо вещества (золота, алюминия и т. д.), то на экране (или фотографической пластинке) исчезает яркое пятно сцинтилляций и ясно видно распределение их на бо́льшую площадь (рис. 287); α-частицы рассеялись при прохождении через вещество (рис. 288). На рисунке 289 графически изображено распределение α-частиц после прохождения через вакуум A, через один золотой листочек B и через два одинаковые листочка золота C; это изображение показывает, что число отклонённых α-частиц быстро падает по мере возрастания расстояния от центра. Этот рисунок передаёт результат прямого подсчёта сцинтилляций на расстояниях 2, 4, 6 *мм* от центра картины в микроскопе.

3. На основании этих наблюдений и измерений можно определить наивероятнейший, т. е. соответствующий большинству частиц, угол рассеяния α-частиц для данного вещества.

4. Гейгер и Марсден открыли, что небольшое число α-частиц при прохождении через какое-либо вещество отклоняется от первоначального своего направления больше чем на 90° (рис. 288): эти α-частицы возвращаются в ту среду, откуда они шли. Число таких частиц, отклонённых на угол больше прямого, растёт с увеличением толщины пластинки, так, что это явление представляет объёмный, а не поверхностный эффект.

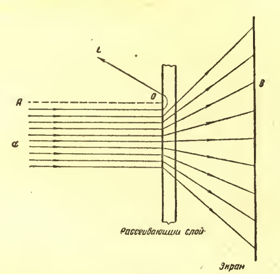


Рис. 288.

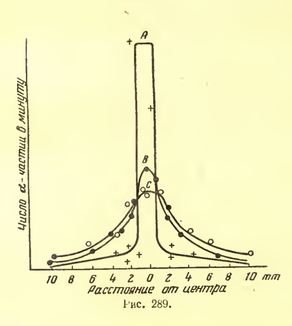


Рис. 289.

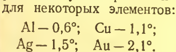
Непосредственно из обзора явлений при прохождении α-частиц через вещество Резерфорд сделал знаменитое заключение: внутри атома должна существовать некоторая массивная часть, положительно заряженная; эту центральную часть атома Резерфорд назвал **ядро атома**.





Рис. 290.

При приближении к ядру несущие положительные заряды α-частицы, отталкиваясь от положительного заряда ядра, рассеиваются на разные определённые для каждого вещества углы, иногда даже больше прямого; в этих последних, редких случаях надо представить себе направление движения прямо на ядро. Величина угла обусловлена зарядом и полем ядра, которые различны у разных элементов; так, наиболее вероятные углы рассеяния для некоторых элементов:



Al — 0,6°; Cu — 1,1°;
Ag — 1,5°; Au — 2,1°.

177. Из этих предварительных представлений вытекает, что при столкновении или даже сближении быстрой α-частицы с ядрами лёгких атомов (водорода, азота и т. д.) они сами должны приходить в движение.

Заключение это было, повидимому, подтверждено опытами Марсдена (1914). Он наблюдал, что при прохождении α-частиц через водород усиливались сцинтилляции; именно — наряду с обычными сцинтилляциями, возбуждаемыми α-частицами, появлялись многочисленные более слабые искрения; особенно замечательно, что, хотя пробег α-частицы в водороде имеет максимальную величину 24 *см*, эти слабые сцинтилляции были замечены на 80 и даже 100 *см*, т. е. на расстоянии в 4 раза большем.

Эти факты позволили Марсдену заключить, что здесь мы имеем дело с атомами водорода или *H*-частицами, получившими большие скорости при столкновении с быстрыми α-частицами.

Если применить к этому случаю принцип сохранения количества движения, то мы найдём, что H-частица должна получить скорость $v=1,6\,v_0$, где v_0—скорость налетающей α-частицы, и максимальный пробег, в 4 раза больший, чем пробег α-частицы, что и наблюдается в действительности.

Позже удалось в камере Вильсона сфотографировать самое прохождение α-частицы через воздух и водород (рис. 290); столкновение отмечается вилкообразными следами; короткая ветвь — след α-частицы, потерявшей свою скорость при ударе, длинная ветвь — след ядра атома, получившего удар. К этим явлениям придётся ещё вернуться.

Описанные явления, установившие природу γ-лучей и α- и β-частиц, извергаемых из атома радиоактивного элемента, и выяснившие процессы при прохождении этих излучений через вещество, были истолкованы и объединены в теории строения атома, которую дал Резерфорд в 1911 г.

II. АТОМ РЕЗЕРФОРДА-БОРА

А. ОСНОВНАЯ ГИПОТЕЗА РЕЗЕРФОРДА

178. Всё развитие электронной теории, начиная с опытов Дж. Дж. Томсона, — рентгеновские спектры, явления радиоактивности и особенно явления прохождения α-частиц сквозь вещество и их рассеяние — утвердили представление о сложности строения атома. Возникли основные вопросы:

1. Что входит в состав атома? Какие более простые частицы являются его составными частями?

2. Как расположены эти простые частицы в недрах атома?

3. Какова природа сил и характер взаимодействий между этими частями атома?

На эти вопросы пытались ответить своими гипотезами о строении атома лорд Кельвин и Дж. Дж. Томсон; но их теории имеют только исторический интерес. Основные идеи о строении атома дал Резерфорд (1911); в общем представления эти сохраняются до сих пор, хотя в настоящее время многим его идеям придаётся не тот смысл, который они имели в его первоначальной трактовке.

Основное положение Резерфорда можно формулировать так: В центре всякого атома находится положительно заряженное ядро весьма малых размеров (порядка 10^{-12}—10^{-13} *см*); вокруг этого ядра обращаются электроны, радиусы их орбит не превышают радиуса атома (порядка 10^{-8} *см*).

В самом выражении этой гипотезы скрыто в высшей степени важное положение. Так как всякий атом в нормальном своём состоянии нейтрален, то положительный заряд ядра q_0 должен компенсировать отрицательные заряды всех электронов:

$$q_0 = ne, \tag{1}$$

где n—число орбитальных или планетарных электронов; так иногда называют электроны, обращающиеся около ядра, отмечая внешнюю аналогию атома с планетной системой (рис. 291). Движение электронов на их орбитах постулируется необходимостью уравновесить притяжение к ядру центробежной силой, как и при движении планет.

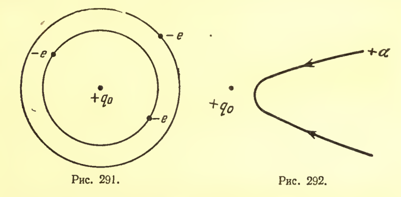


Рис. 291. Рис. 292.

Масса электронов ничтожна, поэтому в гипотезе Резерфорда заключается мысль, что масса атома сосредоточена в его ядре.

Эта мысль была навеяна главным образом изучением прохождения и рассеяния α-частиц (§ 176). Выброшенные из радиоактивного элемента α-частицы несутся прямолинейно на длине своего пробега в данной среде. Проходя через атом, большинство α-частиц продолжает прямолинейный путь, так как встречные электроны имеют ничтожную массу по сравнению с массой α-частиц и не влияют заметно на её движение. Но некоторое число α-частиц подходит близко к ядру, масса которого вообще значительно больше масс α-частицы; Резерфорд предположил, что между ядром и α-частицей возникает взаимодействие по закону Кулона. Тогда массивное, положительно заряжённое ядро должно возмутить траекторию α-частицы, именно—ядро тем сильнее подействует на неё отталкивающей кулоновской силой, чем ближе к нему подойдёт α-частица (рис. 292); при направлении прямого или почти прямого столкновения с ядром α-частица будет отброшена назад, т. е. отклонена больше чем на 90°. Можно показать, что при действии силы по закону Кулона траектория α-частицы вообще будет гиперболой, во внешнем фокусе которой находится ядро.

Таким образом, все наблюдаемые явления получают с точки зрения модели атома Резерфорда вполне хорошее качественное объяснение.

Но Резерфорд не остановился на этих качественных представлениях; опираясь на свою гипотезу о строении атома, он дал математическую теорию рассеяния α-частиц. На основании этой теории можно вычислить углы рассеяния α-частиц, наименьшее расстояние подхода их к ядру и, наконец, заряд ядра. Гейгер и Марсден показали, что результаты наблюдений весьма хорошо соответствуют выводам теории Резерфорда. Эти совпадения результатов наблюдений и теории являются надёжными свидетельствами о том, что идеи Резерфорда о распределении частей атома и о действующих между ними силах в общем правильно отражают конструктивные черты атома.

179. Тщательной разработкой методики эксперимента и особенно искусством счёта сцинтилляций, Чадвик, опираясь на теорию Резерфорда, непосредственно определил заряд ядра атома. Результаты получились поразительные.

По основной гипотезе Резерфорда $q_0 = ne$, так что вопрос о заряде ядра сводится, собственно говоря, к определению для каждого рода вещества числа n, которое изменяется на единицу при переходе от одного элемента таблицы Менделеева к следующему. Напомним, что Мозли тоже установил подобную зависимость частот рентгеновских спектров от квадратов чисел, изменяющихся на единицу при переходе от одного элемента к следующему (§ 81). Первые опыты Чадвика касались платины, серебра и меди; из множества экспериментов он получил следующие средние результаты (точность до 1%):

$$\text{Pt},\ q_0 = 77{,}4 \cdot e;\quad \text{Ag},\ q_0 = 46{,}3 \cdot e;\quad \text{Cu},\ q_0 = 29{,}3 \cdot e.$$

Обратившись к таблице Менделеева (стр. 359), мы видим, что атомные (порядковые) числа этих металлов следующие:

$$Z_{\text{Pt}} = 78;\quad Z_{\text{Ag}} = 47;\quad Z_{\text{Cu}} = 29.$$

Дальнейшие исследования с иными веществами позволили обобщить этот результат и выразить его в виде закона:

Заряд ядра атома элемента определяется его атомным числом:

$$q = Ze.$$

Следовательно, заряд ядра или нуклеарный заряд[1] будет просто выражен для любого элемента: $q = Ze$; поэтому:

$$q_{\text{H}} = 1 \cdot e = 4{,}8 \cdot 10^{-10}\,[CGSE];\quad q_{\text{He}} = 2e;\quad q_{\text{Li}} = 3e;$$
$$q_{\text{C}} = 6e;\quad q_{\text{N}} = 7e;\quad q_{\text{Na}} = 11e;\quad q_{\text{Fe}} = 26e;\quad q_{\text{U}} = 92e.$$

[1] nucleus — ядро (лат.).

Итак, приходим к заключению высшей степени замечательному: в периодической системе Менделеева элементы распределены по зарядам ядер их атомов. Распределение их по возрастающим атомным весам почти совпадает с расположением по зарядам, потому что в начале таблицы Менделеева приближённо имеем $Z=\frac{1}{2}A$:

Гелий	Азот	Кислород	Натрий
$A_{He}=4{,}002$ $Z=2$	$A_N=14{,}008$ $Z=7$	$A_O=16$ $Z=8$	$A_{Na}=22{,}997$ $Z=11$

По основной гипотезе Резерфорда:

$$q_0=ne,$$

где n — число электронов, обращающихся вокруг ядра и компенсирующих его положительный заряд. Так как по доказанному $n=Z$, то число электронов в атоме данного элемента равно его атомному или порядковому числу Z в периодической таблице Менделеева. Следовательно, в атоме H один электрон вращается около ядра, в атоме He — 2 электрона, в атоме Li — 3, в атоме Na — 11 и т. д., а в атоме U — 92 электрона.

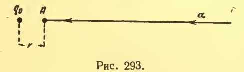


Рис. 293.

Необходимо отметить постепенно открывшуюся важную роль атомного числа; оно характеризует заряд ядра атома и, следовательно, число и расположение в нём электронов, которые обусловливают большинство физических и химических особенностей элементов; атомное же число определяет характер рентгеновских спектров, частоты и длины волн в их сериях K, L, M (§ 80, 81).

180. В заключение этого исследования приведём соображения о том, как может быть найден верхний предел размеров ядра.

Наименьшее расстояние r, на которое α-частица может подойти к ядру (рис. 293) по прямому направлению, определяется из соображения, что кинетическая энергия α-частицы $\frac{m_\alpha v^2}{2}$ будет исчерпана работой против сил поля ядра с зарядом $q_0=eZ$ при движении её из бесконечно удалённой точки до некоторой точ-

ки A на расстоянии r от ядра; обозначим потенциал поля заряда q_0 в точке A через V_A; тогда работу против сил поля до этой точки A выразим так:

$$W = -q_\alpha \cdot \Delta V; \quad \Delta V = (V_\infty - V_A) = -V_A = -\frac{q_0}{r} = -\frac{eZ}{r};$$

$$q_\alpha = 2e; \quad W = \frac{2e^2 Z}{r}.$$

Поэтому:

$$\frac{m_\alpha v^2}{2} = \frac{2e^2 Z}{r};$$

отсюда определим r:

$$r = \frac{4e^2 Z}{m_\alpha v^2}. \tag{3}$$

Возьмём частный случай: пусть имеем атом золота; тогда $Z = 79$; остальные числа известны:

$$e = 4{,}8 \cdot 10^{-10} \ (CGSE); \quad m_\alpha = 4m_н = 6{,}68 \cdot 10^{-24} \ г;$$

положим, для α-частицы (§ 173) $v = 2 \cdot 10^9 \frac{см}{сек}$.

Подставив в формулу (3), вычислим r:

$$r = 3 \cdot 10^{-12} \ см.$$

Следовательно, радиус ядра атома золота меньше $3 \cdot 10^{-12}$ *см*; такого же порядка: $10^{-12} - 10^{-13}$ *см* получаются верхние пределы размеров ядер атомов других элементов.

Известно (§ 81), что элементы распределены как раз так, как это и требовали их рентгеновские спектры, по атомным числам, а не по атомным весам, т. е. в конце концов распределение элементов в периодической системе осуществлено по зарядам ядер; именно заряды ядер атомов определяют их химические и физические особенности.

Далее возникает вопрос: какие же процессы в атоме вызывают явления излучения рентгеновского и других спектров? На этот и на ряд других вопросов, возникающих по поводу воззрений Резерфорда, дали ответ те положения, которые выдвинул датский учёный Нильс Бор (1913).

Б. ПОСТУЛАТЫ БОРА

1. Введение

181. Атомы всех элементов, за исключением радиоактивных, очень устойчивы; это их свойство выражено исторически в их названии; об устойчивости их говорят и оптические спектры, характер-

ные для каждого элемента. Это их свойство лежит в основе спектрального анализа.

Но атом, построенный по теории Резерфорда, был бы неизбежно совершенно неустойчивой системой, если рассматривать модель этого атома с точки зрения ньютоновской механики и электродинамики. В самом деле, электрон, вращаясь около ядра, движется с ускорением; следовательно, это есть переменный электрический ток; около него создаётся переменное магнитное поле, появление которого индуктивно вызывает появление переменного электрического поля. По теории Максвелла (II, § 135, 140) совокупность этих явлений обусловливает образование электромагнитных волн, распространяющихся в пространстве; энергия этих волн может иметь лишь один источник — это кинетическая энергия электрона. В конце концов из приведённых положений механики и электродинамики вытекает, что всякий электрон в атоме Резерфорда непрерывно излучает энергию в виде энергии электромагнитных волн. Следовательно, он теряет кинетическую энергию, скорость его быстро уменьшается и в течение очень короткого времени (примерно, 10^{-8} *сек.*) потеря энергии будет столь значительна, что электрон «упадёт» на ядро. Атом был бы неустойчив, внутренние процессы вели бы к его разрушению.

Так как, с одной стороны, принципы механики и электродинамики имеют непререкаемое значение для макроскопических систем, при изучении которых эти принципы возникли и подверглись всесторонней многовековой проверке, и так как, с другой стороны, теория атома Резерфорда, как мы видим, несомненно, правильно отражает некоторые реальные соотношения, то нужно признать наличие конфликта «классической» механики и электродинамики с теорией микроскопических атомных явлений.

Бор, констатировав этот конфликт, определённо высказал, что макроскопическая механика и электродинамика неприменимы к атомным процессам; для них нужно создать новые принципы теории на основании наблюдений микроскопических явлений. Этот разрыв между классической механикой, электродинамикой и атомной теорией он выразил в своих постулатах о характере процессов в атоме Резерфорда, обусловливающих его устойчивость. Главная идея этих постулатов — переход от явлений и величин непрерывных к дискретным, для чего Бор привлёк квантовую теорию Планка.

Итак, отметим важнейший момент (1913) в истории физики: ограничение применения принципов «классической» физики при изучении атомных явлений и необходимость создания и разработки новых принципов микромеханики на основе теории квантов.

2. Первый постулат Бора

182. Полагая, что электроны обращаются около ядра по окружностям (как это допускалось и для орбит планет, I, § 46, 47), можно определить центростремительную силу, действующую на электрон:

$$f = \frac{m_e v^2}{r}.$$

Но по своей природе эта сила f есть сила взаимодействия между ядром атома (заряд eZ) и электроном по закону Кулона:

$$f = \frac{e \cdot eZ}{r^2}; \quad f = \frac{e^2 Z}{r^2};$$

следовательно:

$$\frac{m_e v^2}{r} = \frac{e^2 Z}{r^2}. \qquad \text{(a)}$$

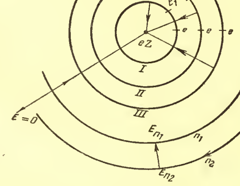


Рис. 294.

Это уравнение движения электрона, построенное на основе механики Ньютона; радиусы орбит ничем, кроме размеров атома, не ограничены и могут принимать любые значения; энергия электрона на этих орбитах, непрерывно изменяясь, тоже может иметь какие угодно значения.

Но это утверждение неприемлемо с точки зрения квантовой теории: энергия не может изменяться непрерывно: она нарастает и убывает целыми квантами $\varepsilon = h\nu$. Чтобы удовлетворить этому условию, Бор высказал утверждение: радиусы орбит электронов должны удовлетворять условию (рис. 294):

$$m_e v r = n \frac{h}{2\pi}; \quad \left| \begin{array}{l} p = m_e v r, \\ n = 1, 2, 3, \ldots \\ h = 6{,}6 \cdot 10^{-27} \text{ эрг} \cdot \text{сек}. \end{array} \right. \qquad \text{(б)}$$

Это и есть первый постулат Бора, который формулируется так: момент количества движения электрона при его движении в атоме должен быть кратным от $\frac{h}{2\pi}$. Таким образом, движение электрона в атоме должно удовлетворять двум уравнениям (а) и (б):

$$\frac{m_e v^2}{r} = \frac{e^2 Z}{r^2}; \quad m_e v r = n \frac{h}{2\pi}; \quad n = 1, 2, 3, \ldots \qquad (1)$$

Второе уравнение ограничивает первое, выделяя среди орбит электрона возможные орбиты - такие, радиусы которых удовлетворяют уравнению (б).

Решая эти уравнения относительно r и v, находим:

1. Возможные скорости электрона:

$$v = 2\pi \frac{e^2 Z}{nh}. \tag{2}$$

2. Радиусы возможных орбит:

$$r = \frac{n^2 h^2}{4\pi^2 e^2 m_e Z}. \tag{3}$$

3. Энергия электрона на его n-й орбите слагается из кинетической энергии $W_n = \frac{m_e v_n^2}{2}$ и потенциальной Π_n, обусловленной взаимодействием электрона с ядром, именно, работой сил поля при перемещении электрона из бесконечно удалённой точки на n-ю орбиту (радиус r_n):

$$\Pi_n = e\Delta V = e\,[V_\infty - V_n] = e\left[\frac{eZ}{r_\infty} - \frac{eZ}{r_n}\right].$$

Поэтому полная энергия электрона на n-й орбите изобразится так:

$$E_n = W_n + \Pi_n.$$

По мере перехода электрона ближе к ядру растёт его кинетическая энергия (формула 2) и уменьшается потенциальная. Наоборот, по мере удаления от ядра кинетическая энергия уменьшается и возрастает потенциальная, но в конце концов, при r_∞ потенциальная энергия нуль:

$$\Pi_\infty = e\frac{eZ}{r_\infty} = 0.$$

Следовательно, потенциальная энергия электрона в атоме — существенно отрицательная величина.

Вычислим её значение для n-й орбиты.

$$\Pi_n = e\Delta V = e\,[V_\infty - V_n] = e\left[\frac{eZ}{r_\infty} - \frac{eZ}{r_n}\right] = -\frac{e^2 Z}{r_n}. \tag{4}$$

Итак, полная энергия электрона на одной из возможных орбит имеет вид:

$$E = \frac{mv^2}{2} - \frac{e^2 Z}{r}. \tag{в}$$

Подставив сюда найденные выражения v и r, находим энергию электрона на n-й орбите:

$$E_n = -\frac{2\pi^2 m e^4}{h^2} \cdot \frac{Z^2}{n^2}. \tag{A}$$

Полученное выражение для энергии электрона представляет важнейшее следствие из I постулата Бора.

Во всех этих формулах $n = 1, 2, 3 \ldots$ и $h = 6{,}6 \cdot 10^{-27}$ *эрг·сек.* Поэтому величины v, r, E, характеризующие движение электрона в атоме, получают при $n = 1, 2, 3 \ldots$ дискретные квантовые значения, самое существование которых обусловлено тем, что существуют кванты энергии:

$$\varepsilon = h\nu,$$

они входят как неделимые части в любой её поток E; изменение энергии электрона происходит не непрерывно, а строго определёнными порциями, скачкообразно.

Когда электрон находится на одной из возможных орбит, его энергия постоянна, пока нет внешних воздействий. Такое состояние атома называется стационарным квантовым состоянием.

Важно заметить, что с увеличением числа n, т. е. номера удаления электрона от ядра, полная энергия его возрастает (формула А).

Если в выражении (А) положить $Z = 1$ и $n = 1$, то получим энергию электрона в водородном атоме на ближайшей к ядру орбите ($n = 1$):

$$E_1 = \frac{2\pi^2 me^4}{h^2};$$

это—наименьшее возможное значение энергии электрона; имея значения m_e, e и h, можно вычислить значение E_1.

$$E_1 = 2{,}15 \cdot 10^{-11} \text{ эрг}.$$

Поэтому энергия электрона на n-й орбите в атоме с атомным числом Z выразится так:

$$E_n = -E_1 \frac{Z^2}{n^2}. \qquad (\text{Б})$$

На основании этой формулы возникает представление об уровнях энергии электрона; на каждой орбите электрон обладает определённой энергией (рис. 294); абсолютные значения уровней энергии на последовательных орбитах относятся между собой как обратные квадраты целых чисел:

$$E_1 : E_2 : E_3 : \ldots = \frac{1}{1^2} : \frac{1}{2^2} : \frac{1}{3^2} : \ldots;$$

в этом соотношении ясно обнаруживается дискретность значений энергии атома.

Таким образом, первый постулат Бора выделяет дискретную последовательность уровней энергии атома и соответствующую

им дискретную же последовательность стационарных состояний. Стационарное состояние с наименьшей энергией называется нормальным, все остальные — возбуждёнными квантовыми состояниями атома.

Особенно важно понять, что значения энергии увеличиваются при переходе электрона с орбиты, ближе расположенной к ядру, на другую — дальше

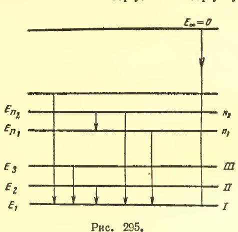


Рис. 295.

расположенную (рис. 295), причём энергия остаётся отрицательной на всех уровнях; например — разность энергии на $n+1$ и n уровнях:

$$E_{n+1}-E_n=-E_1\frac{Z^2}{(n+1)^2}-\left(-E_1\frac{Z^2}{n^2}\right)=E_1Z^2\left[\frac{1}{n^2}-\frac{1}{(n+1)^2}\right]>0.$$

Итак, принимая во внимание знак в формуле (Б), имеем:

$$E_1<E_2<E_3<\ldots<0.$$

На рисунке 295 схематически изображены уровни энергии атома.

183. Формулы (А) и (Б) дают значения энергии электрона на n-й орбите E_n. Приведём иное преобразование начальной формулы (в):

$$E_n=\frac{m_e v^2}{2}-\frac{e^2Z}{r_n} \qquad (в)$$

при помощи уравнения (а):

$$\frac{mv^2}{r_n}=\frac{e^2Z}{r_n^2}, \qquad (а)$$

чтобы выяснить зависимость E_n от r:

$$m_e v^2 = \frac{e^2 Z}{r_n}; \qquad E_n = \frac{1}{2}\frac{e^2 Z}{r_n} - \frac{e^2 Z}{r_n};$$

$$E_n = -\frac{e^2 Z}{2r_n}. \tag{B}$$

Радиус r_n может быть вычислен по формуле (3) для любой орбиты в любом атоме.

В виде примера вычислим r_1 — радиус первой, ближайшей к ядру, орбиты в атоме водорода. Для этого в формуле (3) положим:

$$n=1;\ h=6{,}6\cdot10^{-27}\ \textit{эрг}\cdot\textit{сек};\ Z=1;\ m_e=9{,}108\cdot10^{-28}\ \textit{г};$$
$$e=4{,}80\cdot10^{-10}\ (CGSE).$$

Подставив эти числа и произведя вычисление, находим:

$$r_1 = \frac{n^2 h^2}{4\pi^2 m e^2 Z} = 0{,}5286\cdot10^{-8}\ \textit{см}.$$

Точно так же вычислим скорость электрона на этой орбите (формула 2):

$$v_1 = \frac{2\pi e^2 Z}{nh} = 2{,}19\cdot10^8\ \frac{\textit{см}}{\textit{сек}}.$$

Для дальнейшего заметим отношение v_1 к скорости света c:

$$\frac{v_1}{c} = 7{,}29\cdot10^{-3}, \quad \text{или } v_1 = 0{,}00729\cdot c.$$

Скорости электронов на их орбитах в атоме не велики по сравнению со скоростью света.

Все выражения, полученные в этом параграфе, чрезвычайно усложняются при переходе к действительным атомам, обладающим несколькими электронами на их квантовых орбитах. В частности, если этих электронов Z, то каждый из них находится в поле ядра с зарядом eZ и в поле остальных $Z-1$ электронов.

3. Второй постулат Бора

184. Из выражений (А) и (Б) видим, что **при движении электрона на данной орбите энергия его не изменяется**, она имеет постоянное значение. Так, на n_1-й орбите (рис. 294)

$$E_{n_1} = -E_1\frac{Z^2}{n_1^2},$$

на n_2-й орбите:

$$E_{n_2} = -E_1\frac{Z^2}{n_2^2}.$$

Следовательно, при движении по любой из возможных орбит электрон не теряет энергии; это значит, что он не излучает.

Рассмотрим ряд процессов в атоме:

1. Атом нейтрален ($q_0 = eZ$) и находится в нормальном состоянии: все Z электронов распределены по орбитам соответственно энергии каждого из них.

2. Один из электронов получил извне излишек энергии (например, под действием высокой температуры, высокого потенциала, рентгеновского кванта, α-частицы и т. п.); он уже не может оставаться на своей, например n_1-й, орбите и переходит на одну из вышележащих орбит, например на n_2-ю (рис. 294), на которой энергия соответствует его новому запасу. Атом перешёл в возбуждённое состояние.

3. При обратном движении электрона (при «падении») с вышележащей орбиты n_2 или даже из-за пределов атома на n_1-ю орбиту энергия его уменьшается, излишек её излучается.

На основании этих представлений формулирован второй постулат Бора:

При движении электрона по одной из возможных квантовых орбит излучения не происходит; оно возникает лишь при переходе электрона с удалённой орбиты на более близкую к ядру; при этом переходе излучается квант энергии соответствующей частоты.

Пусть электрон переходит с орбиты n_2 на орбиту n_1, причём $n_2 > n_1$; как бы «падая» к ядру, электрон теряет энергию $E_{n_2} - E_{n_1}$, которая излучается в виде кванта электромагнитной энергии:

$$\varepsilon = h\nu,$$

так что:

$$E_{n_2} - E_{n_1} = h\nu, \tag{5}$$

откуда:

$$\nu = \frac{E_{n_2} - E_{n_1}}{h}. \tag{5'}$$

В этом утверждении Бора мы имеем глубокий и резкий разрыв с электродинамикой: электрический заряд, движущийся с ускорением, не излучает, т. е. не образует около себя переменного электромагнитного поля, как это требуется теорией Максвелла (II, § 135).

Постулаты Бора выражают требование устойчивости атома, как основного факта химии и всех атомно-кинетических воззре-

ний: все атомы разрушались бы почти мгновенно, если бы электроны на всех орбитах излучали энергию; существование «стационарных» или «стабильных» квантовых орбит, на которых электрон не теряет энергии, доказывается самим существованием атомов.

Второй постулат Бора выяснил причину излучения атомов и раскрыл механизм этого процесса.

В. БЛИЖАЙШИЕ СЛЕДСТВИЯ ТЕОРИИ

185. Основные положения первоначальной (1913) теории атома Резерфорда-Бора можно изложить так:

1. В центре атома находится образование, называемое ядром, имеющее положительный заряд eZ и очень малые размеры порядка 10^{-13} *см*.

2. Около ядра, как вокруг центра (рис. 294), вращаются Z электронов; радиус наибольшей орбиты электрона определяет размер атома порядка 10^{-8} *см*, т. е. в 100 000 раз больше размеров ядра.

3. При нормальном состоянии атома, т. е. когда он обладает минимальной энергией, электроны вращаются на стационарных орбитах, определяемых по квантовому условию (б):

$$mvr = n\frac{h}{2\pi}; \qquad n = 1, 2, 3, \ldots$$

4. Внешние воздействия (высокая температура, высокие потенциалы, рентгеновские лучи, фотоэффект, радиоактивные излучения, α-частицы, космические лучи и т. д.) нарушают внутреннее равновесие атома, выводят его из нормального состояния; при этом могут быть два случая:

I. При особенно мощном внешнем воздействии электрон может быть совершенно выброшен из атома (рис. 294); это явление ионизации, с которым мы подробно ознакомились по изученному экспериментальному материалу (II, § 166, 168, 183 и след.). Ионизированный атом уже не нейтрален, а заряжён, это ион, так как нарушено условие: $eZ = q_0$.

Энергия электрона на n-й орбите выражается формулами (А), (Б) и (В).

Исследуем выражение (B):

$$E_n = -\frac{1}{2}\frac{e^2 Z}{r_n}. \qquad \text{(В)}$$

а) При ионизации, при удалении электрона с одной из ближайших к ядру орбит затрачивается бо́льшая работа, чем при выбрасывании с более удалённых орбит.

б) Если на место в n-й орбите, освободившееся при ионизации атома, из-за его пределов вторгается другой электрон, то

силы притяжения должны совершить работу (формула 4):

$$\Pi_n = -\frac{e^2 Z}{r_n};$$

но вся энергия электрона на n-й орбите (формула В):

$$E_n = -\frac{e^2 Z}{2r_n},$$

т. е. вдвое меньше. С точки зрения второго постулата Бора это количество энергии $\frac{1}{2}\Pi_n$ обратилось в лучистую энергию: электрон излучает, когда он переходит из-за пределов атома (с орбиты $r \to \infty$) на n-ю орбиту (r_n). Так, например, возникает свечение ионизованных газов (II, § 168) в виде излучения квантов:

$$h\nu = \frac{1}{2}\frac{e^2 Z}{r_n}.$$

в) Энергия электрона на n-й орбите дана формулой:

$$E_n = -\frac{1}{2}\frac{e^2 Z}{r_n};$$

для того чтобы этот электрон с n-й орбиты выбросить за пределы атома, надо затратить работу, эквивалентную этой энергии; значение этой работы можно изобразить так:

$$W_n = e\frac{eZ}{2r_n} = eV_i;$$

мы видим, что для ионизации атома, характеризуемого числом Z, нужен определённый потенциал для каждой орбиты:

$$V_i = \frac{eZ}{2r}. \qquad (6)$$

Этот потенциал V_i, обусловливающий ионизацию атома, называется ионизационным потенциалом. Всякий процесс ионизации можно характеризовать потенциалом V_i, соответствующим той стационарной орбите, с которой удаляется электрон за пределы атома.

Ясно, что $V_1 > V_2 > V_3 > \ldots > V_{n-1} > V_n > \ldots$; это значит, что наибольшие ионизационные потенциалы относятся к орбитам, ближайшим к ядру, ионизация с этих орбит требует наибольших потенциалов; иначе сказать: легче оторвать от атома электроны, далёкие от ядра, труднее — близкие к ядру.

186. II. Если внешнее воздействие недостаточно для ионизации атома, оно может иметь своим результатом то, что какой-нибудь электрон с n_1-й орбиты перейдёт на орбиту n_2 ($n_2 > n_1$).

В этом состоянии атом готов для лучеиспускания, он находится в возбуждённом состоянии, которое разрешается тем, что этот или другой электрон «упадёт» с орбиты n_2 на орбиту n_1, где имеется свободное место (рис. 294). При этом энергия электрона уменьшится и избыток её излучается в виде света определённой частоты:

$$\nu = \frac{E_{n_2} - E_{n_1}}{h}. \tag{7}$$

Спектроскопически можно сказать: излучается монохроматический свет определённой длины волны:

$$\lambda = \frac{c}{\nu} = \frac{ch}{E_{n_2} - E_{n_1}}, \tag{7'}$$

который обнаружится появлением монохроматической линии спектра (рис. 98).

Более подробно формулу частот ν можно написать так (формула А):

$$\nu = \frac{E_{n_1}}{h} - \frac{E_{n_2}}{h} = \frac{2\pi^2 m_e e^4 Z^2}{n_1^2 h^3} - \frac{2\pi^2 m_e e^4 Z^2}{n_2^2 h^3};$$

иначе (формула Б):

$$\nu = \frac{2\pi^2 m_e e^4 Z^2}{h^3}\left[\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2}\right] = E_1 \frac{Z^2}{h}\left[\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2}\right]. \tag{8}$$

Эта формула описывает механизм процесса излучения монохроматического света (частота ν); чем дальше друг от друга орбиты n_2 и n_1, тем больше частота ν и тем меньше длина волны λ появившегося света.

Заметим функциональную зависимость частоты от разности обратных квадратов целых чисел.

Таковы основные черты гениальной теории Резерфорда-Бора. Дальнейшие исследования, появившиеся в огромном числе, усложнили эти первоначальные простые положения и внесли в них много дополнений, оговорок, поправок и, наконец, принципиально новых положений. Но основная идея о строении атома, как она выражена в теории Резерфорда-Бора, сохраняется и в новейших теориях. Эта живучесть, если можно так выразиться, идей Резерфорда-Бора обеспечена тем, что их теория строения атома дала объяснение явлению спектров и истолкование периодической системы элементов, и тем самым была подтверждена прямыми опытами и наблюдениями.

Этим было установлено, что, если в деталях имеются существенные расхождения теории и эксперимента, всё же модель атома Резерфорда-Бора в главных и существенных чертах соответствует действительности.

Г. УСЛОЖНЕНИЯ ТЕОРИИ

187. Сделаем обзор тех усложнений, которые пришлось ввести для дальнейшего развития теории Резерфорда-Бора.

I. Если в атоме есть ядро и один только электрон (таковы атомы водорода, ионизованного гелия, дважды ионизованного лития и т. д.), мы имеем в атоме некоторое подобие планетной системы — центральное тело и спутник; это обычная астрономическая задача о двух телах: движение электрона по законам Кеплера на одной из стационарных орбит.

Но если кроме этого электрона имеется ещё, хотя бы один, то является задача о трёх телах; такая задача, как известно (I, § 49), имеет лишь приближённое решение. В этом случае она ещё осложняется тем, что оба электрона притягиваются к ядру, но взаимно отталкиваются.

Это усложнение чрезвычайно возрастает, если электронов будет не два, а три, пять, десять, до 92.

Поэтому лишь в немногих случаях—водорода, ионизованного гелия—теория Резерфорда-Бора может дать простые, законченные решения; во всех иных случаях требуются дополнения и усложнения теории.

Но познавательная сила теории открывается именно в решении этих простых случаев; дальнейшее усложнение исследования зависит не от качества идей, а от ограниченности средств изучения сложных микроскопических явлений. Как всегда, при возрастающей сложности изучаемых объектов микромеханика атома принуждена была обратиться к статистическим методам исследования, которые играют основную роль в квантовой механике.

II. Закон Кулона формально тождествен с законом тяготения Ньютона. Поэтому движение электрона вокруг ядра может происходить вообще по коническим сечениям, в фокусе которых располагается ядро, как Солнце в случае планетных движений; так, могут быть круговые и эллиптические орбиты; в случае одноимённых зарядов (α-частица и ядро, § 179) — гиперболы и параболы. Кроме того, орбиты электронов могут и не лежать в одной плоскости.

Эти усложнения, значение которых обнаружилось при развитии теории, обусловили её расхождение с экспериментом, которое было установлено при исследовании спектров сложных атомов; З о м м е р ф е л ь д (1916) и другие учёные путём введения многих дополнительных условий пытались усовершенствовать теорию Бора.

Постулаты Б о р а для характеристики состояния атома вводят квантовое число n (формулы А, Б и т. д.). Дальнейшее уточнение теории, поскольку оно требовалось данными спектроскопии, показало, что необходимо, кроме числа n, которое было названо «главным квантовым числом», ввести ещё три квантовых числа—l, m, s для полной характеристики состояния атома:

1. n — главное квантовое число, характеризует размер орбиты (радиус, большая полуось, формула 6).

2. l — побочное квантовое число, характеризует момент количества движения на орбите.

3. m — магнитное квантовое число, учитывает влияние внешнего магнитного или электрического поля на состояние атома (§ 199, 200).

4. s — спин[1], или спиновое число. Голландские физики Уленбек и Гаудсмит, исходя из ряда спектральных наблюдений (эффект Зеемана, особенности рентгеновских спектров), ввели представление о вращении самого электрона (1925), названное кратко спином. По этому представлению электрон подобен как бы заряжённому волчку. Теперь эти простые представления оставлены и заменены более сложными и менее наглядными идеями квантовой механики, но всё же можно утверждать, что электрон, кроме механического момента (§ 182) и кроме магнитного момента (§ 200):

$$p = n\frac{h}{2\pi}; \ M = n\frac{he}{4\pi m},$$

которые обусловлены его вращением на орбите вокруг ядра, имеет ещё особые механический момент p_1 и магнитный момент M_1, которые обусловлены его собственным состоянием.

Теория определяет значение p_1 и M_1:

$$p_1 = \frac{1}{2}p = \frac{1}{2}\frac{h}{2\pi}; \ M_1 = \frac{he}{4\pi m}.$$

Как увидим дальше (§ 198), вместо указанных квантовых чисел часто пользуемся другими их комбинациями.

III. На основании изучения спектров элементов швейцарский физик Паули (1925) высказал принцип, имеющий очень важное значение для понимания атомных процессов и особенно для объяснения строения периодической системы элементов. Принцип Паули можно выразить так: в данном атоме не может быть двух электронов с четырьмя одинаковыми квантовыми числами; иначе сказать: два электрона в атоме отличаются друг от друга значениями хотя бы одного квантового числа.

В теории Бора принцип Паули является ограничительным, указывая невозможность некоторых электронных явлений, ему противоречащих.

IV. Зоммерфельд для разъяснения явлений тонкой структуры спектральных линий, распадения некоторых из них на две, три и т. д. линий (дублеты, триплеты и т. д.) нашёл нужным

[1] Spin—веретено (англ.), вращение.

принять во внимание зависимость массы электрона от скорости и ввести релятивистскую поправку (§ 124) на изменение массы:

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}.$$

V. Наконец, так же, как и при изучении движения планет (I, § 39), необходимо иметь в виду взаимность действий электрона и ядра (по III принципу Ньютона); ядро нельзя считать неподвижным; на него действует притяжение электрона, как и на Солнце притяжение планеты. Поэтому ядро и электрон вращаются около общего центра их масс (или центра инерции, I, § 36). Это тоже вносит усложнение в теорию; но в первом приближении можем его не принимать во внимание, так как вследствие незначительности массы электрона по сравнению с массой ядра поправка на движение ядра будет крайне мала; именно — масса ядра может быть выражена так (II, § 179):

$$m = 1837 \cdot m_e A,$$

где $m_e = 9{,}1 \cdot 10^{-28}$ *г* — масса электрона, A — атомный вес элемента. Даже для водорода $m_H = 1837\ m_e$;

$$\frac{m_H}{m_e} = 1837; \quad \frac{m_e}{m_H} = \frac{1}{1837}.$$

Отметив эти источники усложнений теории атома, мы дальше будем рассматривать простейшие, но принципиально важные атомные явления, отмечая попутно, как должны отражаться отмеченные обстоятельства на объяснениях наблюдаемых фактов с точки зрения основных положений теории Резерфорда-Бора.

III. АТОМНЫЕ СПЕКТРЫ

А. ЗАКОНОМЕРНОСТИ В СПЕКТРАХ

188. Спектры газов и паров — характерные линейчатые спектры (§ 35, рис. 64, 98, 99); несомненно, Бор в своей квантовой теории излучений должен был сопоставить появление отдельных спектральных линий с дискретными актами перемещения электронов с одной орбиты на другую.

Это было тем более естественно, что швейцарский физик Бальмер ещё в 1885 г., опираясь на свои экспериментальные исследования и наблюдения, установил, что распределение спектральных линий в спектре водорода подчинено некоторой закономерности; именно, длины волн линий H_α, H_β, H_γ, H_δ в видимой части спектра во-

дорода (рис. 99, 296) можно связать одной формулой:

$$\lambda = \lambda_0 \frac{n^2}{n^2 - 4},$$

где $n = 3$, 4, 5, 6; давая эти значения n при некотором эмпирически подобранном значении λ_0, получим все упомянутые выше линии водородного спектра.

Шведский учёный Ридберг придал формуле Бальмера более удобный вид. Вместо λ он ввёл обратную величину $\frac{1}{\lambda}$, называемую «волновым числом»:

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{1}{\lambda_0} \cdot \frac{n^2 - 4}{n^2} = \frac{4}{\lambda_0}\left[\frac{1}{4} - \frac{1}{n^2}\right].$$

Так как $\frac{1}{\lambda}$ — число волн на 1 *см* можно выразить через ν:

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{\nu}{c},$$

то, положив $\frac{4}{\lambda_0} = R$, получим спектральную формулу Бальмера в том виде, в котором она обычно употребляется:

$$\frac{\nu}{c} = R\left[\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2}\right]; \qquad \nu = cR\left[\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2}\right]. \qquad (9)$$

Число R, называемое «постоянная Ридберга», имеет следующее эмпирическое значение для спектра водорода:

$$R_н = [109677{,}581 \pm 0{,}008]\ см^{-1}.$$

При этом значении $R_н$ и при $n = 3$, 4, 5, 6 вычисляем по формуле (1) ν и λ для линий водородного спектра; результаты вычислений в высшей степени хорошо соответствуют непосредственно наблюдаемым линиям:

6562,80 — $H\alpha$; 4861,38 — $H\beta$; 4340,51 — $H\gamma$; 4101,78 — $H\delta$

Рис. 296.

Линия	n	Вычисленное λ	Наблюдаемое λ
H_α — красная	3	6562,80 Å	6562,79 Å
H_β — зелёная	4	4861,38	4861,33
H_γ — синяя	4	4340,51	4340,47
H_δ — фиолетовая	6	4101,78	4101,74

Можно продолжить эту серию линий Бальмера в ультрафиолетовую часть, принимая $n=7,8,\ldots$. По мере увеличения числа n, как видно из формулы (1), линии серии сгущаются, стремясь к некоторому пределу при $n\to\infty$, который называется «конец серии»; ему соответствует длина волны $\lambda=3650$ Å.

189. Ритц теоретически показал, что могут существовать и другие серии линий водорода, построенные по тому же закону:

$$\nu=cR\left[\frac{1}{n_1^2}-\frac{1}{n_2^2}\right],$$

где n_1 и n_2 — целые числа ($n_2>n_1$), которые, как показывают наблюдения в эту формулу входят в различных комбинациях:

1) $n_1=2$; $n_2=3, 4, 5, 6, \ldots$ — серия Бальмера в видимой части спектра.

2) $n_1=1$; $n_2=2, 3, 4, \ldots$ — серия в ультрафиолетовой части (§ 122); это серия, спектроскопически открытая Лайманом:

$$\nu=cR\left[\frac{1}{1^2}-\frac{1}{n_2^2}\right];\qquad n_2=2, 3, 4, \ldots$$

3) $n_1=3$; $n_2=4, 5, 6, \ldots$ — серия в инфракрасной части; она была экспериментально открыта Пашеном:

$$\nu=cR\left[\frac{1}{3^2}-\frac{1}{n_2^2}\right];\qquad n_2=4, 5, 6, \ldots$$

4) $n_1=4$; $n_2=5, 6, 7, \ldots$ серия Брэккета, открытая им в инфракрасной области:

$$\nu=cR\left[\frac{1}{4^2}-\frac{1}{n_2^2}\right];\qquad n_2=5, 6, 7, \ldots$$

5) Наконец, Пфунд нашёл в далёкой инфракрасной области линию $\lambda=7{,}40\,\mu$, принадлежащую к серии:

$$\nu=cR\left[\frac{1}{5^2}-\frac{1}{n_2^2}\right];\qquad n_2=6, 7, 8, \ldots$$

Как было уже указано, все эти серии можно объединить законом, выражаемым экспериментальной формулой (2), которую можно переписать иначе:

$$\nu=\frac{cR}{n_1^2}-\frac{cR}{n_2^2}. \tag{9'}$$

Изучая эту водородную формулу и применив её к другим элементам, Ридберг заметил, что постоянная R играет роль в спектральных формулах не только водорода, но и других элементов, причём её численное значение немного изменяется; так, для ионизированного гелия:

$$R_{\text{He}}=109722{,}26;$$

отношение:

$$\frac{R_{\text{He}}}{R_{\text{H}}}=1{,}00041.$$

Распространение этих закономерностей на спектры других элементов составило обширный отдел экспериментальной спектроскопии; самые выражения формул усложнились, но дискретность и зависимость от квадратов некоторых чисел остаются в силе и для спектральных частот линий других элементов.

190. Описанные закономерности в строении спектров появились в физике как результат экспериментальных исследований. Давно уже предполагалось, что эти закономерности как-то зависят от механизма лучеиспускания атома, но только теория Бора, через 30 лет после открытия Бальмера, выяснила природу самого явления спектров и физическое значение спектральных эмпирических формул.

Если подписать друг под другом формулы (9) и (8) (стр. —):

$$\nu = cR\left[\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2}\right]; \qquad (9)$$

$$\nu = \frac{2\pi^2 me^4 Z^2}{h^3}\left[\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2}\right] \qquad (8)$$

и если иметь в виду, что коэффициенты перед скобками для данного атома в той и другой формуле постоянны, то бросается в глаза их поразительная аналогия. Но формула (9) — эмпирическая, основанная лишь на опытных данных, формула (8) выведена из теории Резерфорда-Бора о строении атома и о квантовых процессах в атоме.

Для перехода от аналогии к доказательству тождества этих формул, надо вычислить значения коэффициентов в формулах (9) и (8). Значения всех величин, входящих в выражение коэффициента в формуле (8), известны (стр. 337); подставляя их, найдём:

$$\frac{2\pi^2 me^4 Z^2}{h^3} = 3{,}28 \cdot 10^{15}.$$

Коэффициент же в формуле (9) имеет значение:

$$cR = 3 \cdot 10^{10} \cdot 109677{,}581 = 3{,}29 \cdot 10^{15}.$$

Это совпадение доказывает тождественность эмпирической (9) и теоретической (8) формул.

В этом заключается величайшее торжество теории Резерфорда-Бора; оказывается, что экспериментально обнаруженные за 30 лет до Бора спектральные серии в спектре водорода представляют результат квантовых процессов в атоме, которые происходят согласно постулатам Бора.

Чем больше «размах» при перескоке электрона с одной орбиты на другую, чем дальше друг от друга находятся энергетические уровни, соответствующие началу и концу движения электрона, тем больше частота возникающего излучения, тем оно «жёстче».

Формулы:

$$\nu = cR\left[\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2}\right];$$

$$\nu = \frac{2\pi^2 me^4 Z^2}{h^3}\left[\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2}\right]$$

позволяют вычислять частоты линий, появляющихся в данном спектре; весьма важное и общее значение этих формул заключается в том, что частоту всякой линии всякого спектра можно представить как разность двух величин, являющихся функцией двух целых чисел.

Б. СПЕКТР ВОДОРОДА

191. Применим эти общие соображения к подробному изучению спектра водорода. Представим себе стационарные состояния атома; орбиты электрона (рис. 297), перенумеруем от ядра $n=1$, 2, 3, 4, ...; нормальное состояние атома обусловлено нахождением электрона на ближайшей к ядру орбите $n=1$; этому состоянию атома соответствует минимум энергии E_1 (рис. 298). Вследствие внешних воздействий (стр. 338) электрон, поглощая энергию, переходит на одну из дальнейших орбит $n=2$, 3, ..., атом же приходит в возбуждённое состояние. При обратном переходе, можно сказать: при падении электрона к ядру излучается энергия, и частота излучения определится тем, с какой орбиты и на какую происходит скачок электрона.

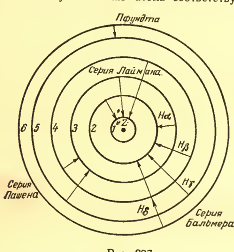


Рис. 297.

1. Серия с наибольшими частотами (жёсткая серия) Лаймана:

$$\frac{1}{\lambda}=\frac{\nu}{c}=R\left[\frac{1}{1^2}-\frac{1}{n_2^2}\right];$$

$$\nu=cR\left[\frac{1}{1^2}-\frac{1}{n_2^2}\right];\ n_2=2,\ 3,\ 4.$$

В ней $n_1=1$, следовательно, появление этой серии говорит о переходах электрона на первую нормальную орбиту. Спектроскопические наблюдения позволяют установить три линии серии Лаймана (ультрафиолетовые):

$$\lambda_1=1215{,}68\ \text{Å};\quad \lambda_2=1025{,}73\ \text{Å};\quad \lambda_3=972{,}55\ \text{Å}.$$

Вычисления по сериальной формуле показывают, что этим длинам волн соответствуют числа $n_2=2$, 3, 4, т. е. появление этих линий обусловлено переходом электрона со 2, 3 и 4-й орбиты на первую (рис. 297, 298).

2. Серия Бальмера состоит из четырёх главных линий (видимые):

$$\lambda_\alpha=6564{,}66\ \text{Å};\quad \lambda_\beta=4862{,}71\ \text{Å};\quad \lambda_\gamma=4341{,}71\ \text{Å};\quad \lambda_\delta=4102{,}91\ \text{Å}.$$

Эти данные наблюдений совпадают с вычисленными по формуле:

$$\lambda=\frac{c}{\nu};\quad \nu=cR\left[\frac{1}{2^2}-\frac{1}{n_2^2}\right];\quad n_2=3,\ 4,\ 5,\ 6.$$

Следовательно, эти линии возбуждаются при переходе электрона с 3, 4, 5, 6-й орбиты на вторую (рис. 297, 298).

3. В серии Пашена (инфракрасной) наблюдение даёт линии:

$$\lambda_1=18751{,}05\ \text{Å};\quad \lambda_2=12818{,}11\text{Å};\quad \lambda_3=10938\text{Å};\quad \lambda_4=10049{,}8\text{Å};\quad \lambda_5=9546{,}2\ \text{Å}.$$

Все они вычисляются по формуле:

$$\lambda=\frac{c}{\nu}; \quad \nu=cR\left[\frac{1}{3^2}-\frac{1}{n_2^2}\right]; \quad n_2=4,\ 5,\ 6,\ 7,\ 8.$$

Здесь происходят переходы на третью орбиту (рис. 297, 298) с 4, 5, 6, 7, 8-й.

4. В серии Брэккета найдены линии:

$$\lambda_1=4{,}05\ \mu; \quad \lambda_2=2{,}63\ \mu.$$

Вычисления по формуле:

$$\lambda=\frac{c}{\nu}; \quad \nu=cR\left[\frac{1}{4^2}-\frac{1}{n_2^2}\right]; \quad n_2=5,\ 6$$

показывают, что здесь происходит переход на четвёртую орбиту с 5 и 6-й.

5. В крайней инфракрасной области водородного спектра Пфунд нашёл одну линию $\lambda=7{,}40\ \mu$ как начало серии, которая может быть вычислена по формуле:

$$\lambda=\frac{c}{\nu}; \quad \nu=cR\left[\frac{1}{5^2}-\frac{1}{n_2^2}\right];$$

$$n_2=6.$$

Этому соответствует переход электрона с 6-й на 5-ю орбиту (рис. 298).

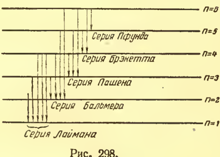


Рис. 298.

192. Таким образом, можно утверждать на основании сделанного обзора водородного спектра, что теория атома Резерфорда- Бора даёт достаточно точное качественное и количественное описание процессов в атоме водорода, которые обусловливают его спектр.

Но как только мы переходим к более сложным атомным системам, возникают те затруднения в применении теории к их изучению, о которых кратко упоминалось (стр. 342). При $Z=2$ имеем гелий с зарядом ядра $2e$ и с двумя электронами; уже в этом, казалось бы, незначительном усложнении системы возникает задача о трёх телах, решение которой может быть лишь приближённое или статистическое.

Мы не можем входить в рассмотрение этих чрезвычайно трудных исследований, которым посвящены специальные монографии. Сделаем лишь несколько замечаний.

Представляют большой интерес спектры ионизованных атомов, у которых удалены один или два внешних электрона, например ионизованный гелий He^+, ионизованный алюминий Al^+ и т. д. Можно ожидать, что их спектры будут подобны спектрам предшествующих им элементов в периодической системе, т. е. спектр He^+ спектру H, спектр Al^+ спектру Mg. Так это и наблюдается, схемы спектров у этих атомов аналогичны, но так как заряды их ядер различны,

то одним и тем же стационарным состояниям соответствуют разные значения энергии; поэтому спектр Al^+ как целое смещён по сравнению со спектром Mg в сторону бо́льших частот, к ультрафиолетовой области.

Изучение сдвигов спектральных линий даёт наиболее тонкое средство тончайшего исследования вещества. Так, американские физики Юрей и др. (1932) открыли дейтерий—изотоп водорода H^2 ($A=2{,}013$) именно при помощи сдвига линий серии Бальмера. Сначала они вычислили величину сдвига, который должен быть при указанном изменении ядра, а затем нашли его спектроскопически. H^2 примешан к водороду в незначительном количестве (1 : 6000) и потому обнаружение его спектра требовало огромного искусства экспериментаторов (II, § 192).

В. ПОТЕНЦИАЛЫ ВОЗБУЖДЕНИЯ И ИОНИЗАЦИИ

193. Всё развитие описанного исследования приводит к общему утверждению, что наблюдаемые системы спектральных линий отражают переходы атома от одних к другим дискретным энергетическим уровням.

Самое существование этих энергетических уровней атома было доказано непосредственными опытами, которые впервые были осуществлены Ленардом (1903) и затем повторены с особой точностью германскими физиками Франком и Герцем (1913).

Идея метода состоит в том, что электроны определённой скорости наносили удары атомам одноатомного газа (в первых опытах — пар ртути); изучалось поведение этих атомов и происходящие преобразования энергии. Рассмотрим схему опытов, которые весьма разнообразно повторялись затем многими исследователями.

Источником медленных электронов служит накаливаемая проволока K (рис. 299); между K и сеткой N_1, очень близкой к K, устанавливается определённая разность потенциалов V_1 при помощи потенциометра R_1, соединённого с батареей E_1. Поле между K и N_1 сообщает электронам скорость v_1 (II, § 183):

$$v_1 = 5{,}93 \cdot 10^7 \sqrt{V_1}.$$

Сосуд, в котором расположена аппаратура, содержит исследуемый газ или пар при такой степени разрежения, чтобы можно было считать расстояние KN_1 меньшим длины свободного пробега; тогда на этом расстоянии электрон не будет иметь столкновений; так, в основных опытах с парами ртути давление было 1 *мм* Hg при 110 – 115°. На вторую сетку N_2 и пластинку A налагается при помощи потенциометра R_2 потенциал немного выше потенциала N_1 (примерно, на 0,4 — 0,5 *в*), причём A имеет

отрицательный потенциал V_2. Рассмотрим следующую экспериментальную процедуру.

1. Электроны, получив в ускоряющем поле KN_1 некоторую скорость v_1, проникают через сетку N_1 в объём N_1N_2, где они имеют многочисленные столкновения с атомами ртути (или иного

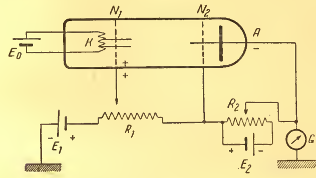


Рис. 299.

газа, или пара). Двигаясь по направлению к пластинке N_2, некоторые из этих электронов после столкновений ещё сохранят скорость v_2, удовлетворяющую неравенству:

$$\frac{mv_2^2}{2} > eV_2, \tag{a}$$

где V_2 — тормозящий потенциал пластинки A; эти электроны преодолеют сопротивление поля N_1A, достигнут пластинки A и через гальванометр G уйдут в Землю. Мы будем отмечать в гальванометре некоторый ток J.

2. Оставляя потенциал V_2 неизменным, будем постепенно от нуля, (рис. 300), медленно увеличивать ускоряющий потенциал V_1. Увидим нарастание тока по кривой OL_1 совершенно так же, как в электронной лампе (II, § 198), т. е. так, как если бы объём N_1N_2 был вполне эвакуирован и как если бы никаких столкновений на пути N_1N_2 не происходило; электроны не теряют своей энергии, и их движение вполне регулируется изменением ускоряющего потенциала V_1. Но так как столкновения электронов с атомами, конечно, будут, то мы должны заклю-

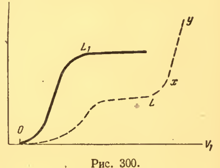


Рис. 300.

чить, что это идеально упругие столкновения, такие, при которых скорость электрона меняет своё направление, а не величину. Эти упругие удары дадут о себе знать тем, что кривая тока будет иначе расположена (рис. 300, пунктир OL) над осью абсцисс, так как часть электронов, хотя скорость их и удовлетворяет неравенству (а), будет рассеяна при столкновениях и не прямо дойдёт до A.

Для большей определённости будем дальше говорить о столкновениях с атомами ртути, как это и было в первых опытах Франка и Герца.

3. Увеличивая потенциал V_1, замечаем нарастание тока по кривой OL (рис. 301). Так идёт дело до $V_1 = 4{,}9$ *в*; как только

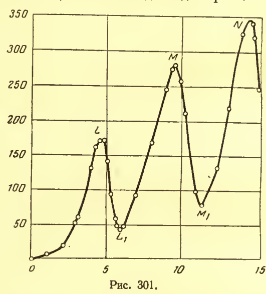


Рис. 301.

достигнут этот потенциал, сила тока резко падает по LL_1. Следовательно, множество электронов при $V_1 = 4{,}9$ *в* теряют свою скорость при столкновениях с атомами ртути и потому не доходят до A. Это значит, что удары при столкновениях стали неупругими, электроны отдают свою энергию атомам, а те её принимают именно как энергию, соответствующую $V_1 = 4{,}9$ *в*, т. е. энергию, равную:

$$eV_1 = 1{,}60 \cdot 10^{-20} \cdot 4{,}9 \cdot 10^8 = 7{,}84 \cdot 10^{-12} \text{ эргов}. \qquad (б)$$

4. При дальнейшем увеличении потенциала V_1 растёт ток (L_1M, рис. 301), это значит, удары опять стали упругими, электроны не расстрачивают энергии и доходят до A. Но как только

потенциал V_1 получает значение $2 \cdot 4{,}9 = 9{,}8$ *в*, опять наблюдаем резкое падение тока MM_1, опять удары неупругие, и эту порцию энергии $1{,}60 \cdot 10^{-20} \cdot 9{,}8 \cdot 10^8 = 1{,}60 \cdot 9{,}8 \cdot 10^{-12} = 2 \cdot 7{,}84 \cdot 10^{-12}$ *эргов* атом принимает или поглощает.

4. При дальнейшем увеличении потенциала V_1 явление повторяется в том же порядке в N при $3 \cdot 4{,}9 = 14{,}7$ *в* и т. д.

Такие же критические потенциалы обнаружены: для паров натрия — 2,1 *в*, цинка — 4,1, гелия — 19,75, водорода — 11,5 и т. д.

194. Эти опыты, впервые осуществлённые Франком и Герцем, устанавливают два факта: 1) электрон отражается от атома как от упругого тела, если энергия электрона меньше определённой для каждого атома величины; 2) атом поглощает энергию дискретными порциями.

Возникает вопрос: каковы значения этих порций энергии, поглощаемых атомами, и в какие формы энергии превращается поглощаемая энергия?

Если спектроскопически наблюдать газ или пар при неупругих столкновениях (для ртути — при $V_1 = 4{,}9$; 9,8 и т. д.), то оказывается, что газ излучает энергию — светится; так, в спектре пара ртути при $V_1 = 4{,}9$ *в* обнаруживают в ультрафиолетовой части спектра линию $\lambda = 2537$ Å. Зная длину волны, можем вычислить квант энергии, испускаемый атомом ртути:

$$h\nu = \frac{hc}{\lambda} = \frac{6{,}6 \cdot 10^{-27} \cdot 3 \cdot 10^{10}}{2537 \cdot 10^{-8}} = 7{,}81 \cdot 10^{-12} \text{ эргов.}$$

Сравнив этот результат с результатом (б), приходим к ясному выводу: электрон при 4,9 *в* имеет как раз количество энергии, равное кванту энергии $h\nu = 7{,}81 \cdot 10^{-12}$ *эргов*, поглощение которого атомом ртути переводит этот атом из нормального в возбуждённое состояние; обратный переход атома ртути в нормальное состояние обнаруживается испусканием линии $\lambda = 2537$ Å.

Подобные вычисления и рассуждения можно провести относительно других критических потенциалов ртути 9,8 *в* 14,7 и т. д., а также и относительно иных паров и газов.

В соответствии с физическим смыслом потенциалов, при которых имеет место полное поглощение энергии электрона, потенциалы эти называют потенциалами возбуждения или ещё резонансными потенциалами, разъясняя этим названием то, что линия соответствующей длины волны λ возникает вследствие того, что квант энергии электрона при этом потенциале как раз соответствует собственной частоте атома.

От потенциалов возбуждения атома надо отличать потенциал ионизации, при котором, как известно (§ 185), из атома удаляется электрон и сам атом превращается в положительный ион.

Это появление множества положительных ионов можно заметить многими способами, которые и ведут к определению ионизационных потенциалов. Рассмотрим один из этих способов.

Наложим на пластинку A (рис. 299) отрицательный потенциал V_2 на несколько вольт выше потенциала V_1. Тогда ни один электрон не будет в состоянии преодолеть тормозящее поле N_2A и попасть на A; поэтому гальванометр не обнаруживает тока. Но при повышении потенциала V_1 скорости электронов в объёме N_1N_2 растут и при некотором значении потенциала V_1 (для ртути 10,3 *в*) они производят ионизацию атомов; положительные ионы устремляются к A, и через гальванометр идёт ток; кривая тока круто подымается (рис. 300, ветвь *xy*; рис. 302 — ионизация ксенона при V_1=11,6 *в*).

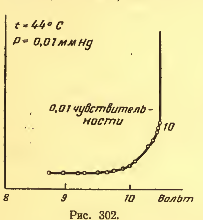


Рис. 302.

Таким или другими способами найдены ионизационные потенциалы многих атомов:

H—13,54 *в*; Li — 5,37; He — 24,5; Na — 5,12; Ne — 21,48; Al — 5,96; Fe — 7,83; Cu — 7,69; Hg — 10,39; Ag — 7,54 и т. д.

Как было указано (§ 185), знание этих потенциалов позволяет ставить вопрос о вычислении энергии атома в его нормальном состоянии.

Как потенциалы возбуждения, так и потенциалы ионизации являются важнейшими характеристиками энергетических особенностей атомов и поэтому их называют характеристическими потенциалами атома.

Опыты Франка, Герца и других являются очень сильными экспериментальными доводами, подтверждающими оба постулата Бора: первый постулат — о дискретности стационарных состояний электронов или энергетических уровней атома; второй постулат — о квантовом характере излучения при переходе атома к стационарному состоянию с меньшей энергией.

IV. ПЕРИОДИЧЕСКАЯ СИСТЕМА

А. ВОЗНИКНОВЕНИЕ РЕНТГЕНОВСКИХ СПЕКТРОВ

195. Существование характеристических рентгеновских спектров и исследования Мозли (§ 80, 81) позволяют понять с точки зрения теории Резерфорда-Бора происхождение периодической системы элементов.

Уже было выяснено, что внешние электроны, далёкие от ядра, легко отделяются от атома и ещё легче переводятся на более высокие уровни энергии, обусловливая возбуждённое состояние атома и возможность излучения, дающего оптический спектр (§ 190). Но отделение от атома одного из в н у т р е н н и х, близких к ядру, электронов требует затраты большой работы (стр. 340):

$$eV_i = \frac{e^2 Z}{2r_n}, \tag{9}$$

где V_i — потенциал ионизации; чем меньше r_n, чем больше Z, тем больше V_i. Положим, что с одной из в н у т р е н н и х орбит электрон удалён за пределы атома. При обратном переходе какого-нибудь электрона из-за пределов атома или с одной из вышележащих орбит на ту же внутреннюю n-ю орбиту происходит излучение того же количества энергии (§ 189, 190) в виде жёстких рентгеновских лучей частоты ν одной из серий рентгеновского спектра K, L, M ..., характеризуемой уровнем энергии (§ 81):

$$h\nu = eV_i,$$

а также своими ν и λ. Замечательна связь потенциала ионизации V_i и λ (или ν) возникающего излучения:

$$eV_i = h\nu; \ eV_i = \frac{hc}{\lambda};$$

$$\lambda V_i = \frac{hc}{e}.$$

Правая часть равенства — постоянное число:

$$h = 6{,}6 \cdot 10^{-27} \ \textit{эрг} \cdot \textit{сек}; \ c = 3 \cdot 10^{10} \ \frac{\textit{см}}{\textit{сек}};$$

$$e = 1{,}60 \cdot 10^{-20} \ (CGSM);$$

поэтому:

$$10^8 \lambda \cdot 10^{-8} V_i = \frac{6{,}6 \cdot 10^{-27} \cdot 3 \cdot 10^{10}}{1{,}60 \cdot 10^{-20}};$$

$$\lambda V_i = 12\,380;$$

здесь λ — в ангстремах, V_i — в вольтах.

Из этого соотношения определяем по известному V_i длину волны λ (или частоту ν) возникающей линии данной серии или, наоборот, по наблюдаемым λ (или ν) соответствующий им потенциал V_i. Величины потенциалов V_i (в к и л о в о л ь т а х), н е о б х о д и м ы е для возбуждения рентгеновских серий K, L, M, N для разных элементов, имеют следующие значения:

Z	K	L	M	N	Z	K	L	M	N
Na 11	1,07	—	—	—	Ba 56	37,4	5,99	1,29	0,25
Al 13	1,55	—	—	—	Hg 80	82,9	14,8	3,57	0,82
Cl 17	2,82	—	—	—	Pb 82	87,6	15,8	3,85	0,89
Cu 29	8,86	—	—	—	Th 90	109	20,5	5,17	1,33
Ag 47	25,50	3,74	0,72	0,10	U 92	115	21,7	5,54	1,44

Из рассмотрения этой таблицы вытекает:

1. Потенциалы, необходимые для возбуждения рентгеновских лучей, огромны по сравнению с ионизационными потенциалами оптических лучей (стр. 354). Это значит (формула 6, § 185), что для возникновения рентгеновских лучей необходима такая ионизация атома, при которой из него удаляются внутренние, ближайшие к ядру электроны.

2. Наибольшие потенциалы необходимы для возбуждения серии K, затем соответственно уменьшающиеся потенциалы для серий L, M, N.

3. Все эти потенциалы увеличиваются по мере возрастания порядкового (атомного) числа Z элементов и притом без какой-либо периодичности.

4. Рентгеновский луч возникает после того, как произошла ионизация тяжёлого атома, при которой выброшен за пределы атома электрон с одной из внутренних, ближайших к ядру орбит; «падение» на это освободившееся место другого электрона из вышележащих орбит сопровождается освобождением энергии, обусловливающей появление рентгеновского излучения атома с высоким значением eZ (например, Pt, W).

196. Сопоставляя эти соображения с ранее установленными особенностями рентгеновских спектров (§ 81), именно, принимая во внимание, что рентгеновские спектры всех элементов по строению одинаковы и лишь сдвигаются как целое в сторону больших частот по мере роста Z (рис. 180), приходим к заключению:

Внутренние области, именно ближайшие к ядру электронные слои, имеют одинаковое строение во всех атомах и лишь отличаются в разных атомах прочностью, т. е. глубиной потенциальной ямы eV_i (I, § 199), которая зависит от поля ядра, обусловленного его зарядом eZ. Этот заряд, как известно, возрастает на единицу при переходе от элемента к элементу на всём протяжении периодической системы Менделеева, и потому мы не обнаруживаем никакой периодичности в строении рентгеновских спектров.

Итак, к тем сведениям о строении атома, которые мы уже имеем, надо ещё присоединить очень важное обстоятельство: внутри всякого атома в области, ближайшей к ядру, существуют очень устойчивые образования в виде электронных групп K, L, M одинакового строения для всех атомов, но отличающиеся по прочности строения в разных атомах в зависимости от заряда ядра.

Подобные исследования ионизационных потенциалов атомов других элементов приводят к общему заключению: каждая из электрон-

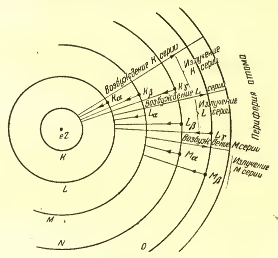


Рис. 303.

ных групп K, L, M, N, открытых при изучении серий рентгеновских спектров, заключает в себе несколько уровней энергии, так что каждая группа есть как бы слой электронов, несколько отличающихся друг от друга уровнями энергии; однако эти различия внутри слоя меньше, чем резкие разности энергии в двух соседних группах. Это заключение было распространено и на открытые затем группы O, P, Q.

Подведём итог всему сказанному о возникновении рентгеновского спектра.

1. На тяжёлый атом (Pt, W, U) произведено мощное внешнее воздействие (электрон высокого потенциала, например в катодных лучах, жёсткий рентгеновский луч — первичный); выбрасываются электроны из глубокого уровня K (или L, или M) за пределы атома (рис. 303).

2. На освободившиеся места в K переходят электроны с орбит, соответствующих группам L, M, N; в спектре возникают линии серии K—K_α, K_β, K_γ (рис. 303) и одновременно с серией K

появятся и другие, более мягкие серии L, M, как это и наблюдается. Эти излучения происходят потому, что на освободившиеся места в L, M переходят электроны с более удалённых уровней.

Если место освободилось в слое L, то одновременно с серией L появятся серии M, N, O и т. д. по тем же причинам.

3. Так как переходы на освободившиеся места возможны для разных электронов с разных вышележащих слоёв, то в каждой серии (или группе) имеется несколько линий (K_α, K_β, K_γ, L_α, L_β, L_γ и т. д.), которые появляются сразу вследствие множества атомов и электронов, участвующих в явлении. Каждая линия определяет уровень энергии электрона; следовательно, в каждой серии соединены несколько уровней энергии, которые можно приписать отдельным электронам в данном слое; так, имеем слои или оболочки электронов K, L, M и т. д.

Б. СТРОЕНИЕ ПЕРИОДИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ Д. И. МЕНДЕЛЕЕВА

197. Д. И. Менделеев высказал свой знаменитый периодический закон (1869) в следующих словах: «Если все элементы расположить в порядке, по величине атомного веса, то получится периодическое повторение свойств. Это выражается законом периодичности: свойства простых тел, также формы и свойства соединений элементов находятся в периодической зависимости от величины атомных весов элементов».

Этот закон выражен в периодической системе, которая в её современном виде приведена на стр. 359. В этой таблице все элементы расположены в семь периодов.

Теория строения атома позволяет установить относительно периодической системы следующие положения:

1. Порядок расположения элементов определяется зарядом ядра eZ, который растёт на всём протяжении системы без всякой периодичности, изменяясь на единицу при переходе от каждого элемента к следующему. В конечном счёте элементы расположены в порядке возрастания атомного числа Z.

2. Число Z определяет и число электронов в каждом атоме (при его нормальном состоянии), которое тоже возрастает на единицу при переходе от элемента к следующему без какой-либо периодичности на всём протяжении системы.

3. Изучение рентгеновских спектров обнаруживает, что внутренние, ближайшие к ядру слои электронов имеют одинаковое строение у всех элементов (группы K, L, M), отличаясь в разных элементах лишь прочностью, в зависимости от заряда ядра.

Отсюда непосредственно вытекает заключение: периодические свойства элементов зависят от строения внешних, наиболее удалённых от ядра

	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	31	32
I	(1. H)	(2. He)																													1. H	2. He
II	3. Li	4. Be																									5. B	6. C	7. N	8. O	9. F	10. Ne
III	11. Na	12. Mg																									13. Al	14. Si	15. P	16. S	17. Cl	18. Ar
IV	19. K	20. Ca															21. Sc	22. Ti	23. V	24. Cr	25. Mn	26. Fe	27. Co	28. Ni	29. Cu	30. Zn	31. Ga	32. Ge	33. As	34. Se	35. Br	36. Kr
V	37. Rb	38. Sr															39. Y	40. Zr	41. Nb	42. Mo	43. Tc	44. Ru	45. Rh	46. Pd	47. Ag	48. Cd	49. In	50. Sn	51. Sb	52. Te	53. J	54. X
VI	55. Cs	56. Ba	57. La	58. Ce	59. Pr	60. Nd	61. Pm	62. Sm	63. Eu	64. Gd	65. Tb	66. Dy	67. Ho	68. Er	69. Tu	70. Yb	71. Cp	72. Hf	73. Ta	74. W	75. Re	76. Os	77. Ir	78. Pt	79. Au	80. Hg	81. Te	82. Pb	83. Bi	84. Po	85. At	86. Rn
VII	87. Fr	88. Ra															89. Ac	90 Th	91. Pa	92. U	93. Np	94. Pu	95. Am	96. Cm	97. Bk	98. Cf	99. Ath	100 Cn				

электронных слоёв. Именно эти удалённые электроны, называемые валентными или оптическими, и определяют индивидуальность атома, его химические особенности.

Ряд исследователей разработал схемы расположения электронов по слоям и подгруппам, которые дают химии возможность построения теорий важнейших явлений сродства, валентности и т. д. Не вдаваясь в эти, специально химические вопросы, рассмотрим лишь принципиальную возможность их решения.

198. Числа элементов в каждом периоде Менделеевской системы можно представить в таком виде(табл. на стр. 359)

$$2\cdot 1^2 = 2;\ 2\cdot 2^2 = 8;\ 2\cdot 3^2 = 18;\ 2\cdot 4^2 = 32$$

общая формула этих чисел $2\cdot n^2$. Каково физическое значение этого числа n?

Развитием теории атома Резерфорда-Бора со всеми усложнениями её, о которых была речь выше (стр. 343), установлены четыре квантовых числа, характеризующие движение электрона в атоме:

1. Главное квантовое число $n=1, 2, 3, 4 \ldots$, определяющее размеры орбит и оценивающее дискретные уровни энергии атома.

2. Побочное квантовое число $l=0, 1, 2, 3 \ldots (n-1)$, определяющее момент количества движения электрона на орбите (орбитальный момент p, § 182) и устанавливающее его дискретность.

3. Число $m_s = \pm\frac{1}{2}$, определяющее векторное отношение собственного момента электрона p_1 к его орбитальному моменту p. Это отношение вводит влияние спина, поскольку спин можно определить, как собственный механический момент электрона (§ 182, 187).

4. Квантовое число $j = [l \pm \frac{1}{2}]$ определяет полный момент электрона.

Как было уже упомянуто, Паули высказал гипотезу (1925), обоснованную им в результате обширных спектроскопических исследований, которую можно выразить так: в атоме не может быть двух электронов, характеризуемых одними и теми же квантовыми числами n, l, m_s, j.

Анализ строения атомов с точки зрения принципа Паули приводит к следующим заключениям:

1. В атоме с главным квантовым числом n не может быть больше $2n^2$ электронов.

2. Это же число $2n^2$ даёт максимальное число электронов в областях атома, называемых последовательными слоями или оболочками K, L, M, N ...; так: а) если главное число $n=1$, то число

электронов в этой области $2 \cdot 1^2 = 2$; это *K*-оболочка; б) если $n = 2$, то максимальное число электронов $2 \cdot 2^2 = 8$; это оболочка *L*; в) если $n = 3$, то максимальное число электронов $2 \cdot 3^2 = 18$, это оболочка *M*, и т. д.

Можно составить таблицу, в которой видим, с одной стороны, распределение электронов по периодам системы Менделеева (число *X*) и, с другой стороны, по оболочкам или слоям *K*, *L*, *M*, *N*...:

n	*K*	*L*	*M*	*N*	*O*	*X*
1	2	—	—	—	—	2
2	2	6	—	—	—	8
3	2	6	10	—	—	18
4	2	6	10	14	—	32
5	2	6	10	14	18	50

Эта таблица выясняет процесс построения периодической системы элементов. Например, перейдём от оболочки *K* (элементы H и He) к оболочке *L* и будем последовательно переходить от одного элемента с следующему (например, от *C* к *N*); при каждом таком переходе в атоме прибавляется один электрон, пока не будет достигнуто максимальное их число в этой оболочке (периоде). Тогда начинается столь же последовательное построение следующего периода (группы или оболочки), пока в ней не будет достигнуто максимальное число электронов согласно таблице, и т. д.

Не останавливаясь на подробностях построения системы Менделеева, которые можно найти в каждом курсе химии, отметим ещё значение инертных газов, завершающих каждый период.

Каждый период таблицы заканчивается «благородным» инертным газом: He ($Z = 2$), Ne ($Z = 10$), Ar ($Z = 18$), Kr ($Z = 36$), Xe ($Z = 54$), Rn ($Z = 86$), это значит, что периферические электроны этих элементов составляют замкнутую устойчивую группу, от которой не отделяются и к которой не присоединяются внешние электроны от других атомов; эти газы не вступают в химические реакции с другими элементами, они инертны.

Рассмотрим расположение инертных газов He, Ne и т. д. среди смежных с ними элементов (см. таблицу на стр. 362).

Как видим, ионы смежных элементов при химическом взаимодействии уподобляются соответствующему инертному газу (исключение — водород).

Приведённые выше данные о распределении электронов в атомах и о связи строения электронных слоёв с периодической

системой оказалось возможным обосновать только при помощи тончайших средств современной спектроскопии (§ 36, 52 и др.). Изучение состава спектров, расположение в них

Z	Элемент	K	L	M	N	Число валентн. электрон	Ион
1	H	1	—	—	—	1	H^+ отдаёт электрон
2	He	2	—	—	—	0	
3	Li	2	1	—	—	1	Li^+ отдаёт электрон
9	F	2	7	—	—	7	F^- захват электрона
10	Ne	2	8	—	—	0	
11	Na	2	8	1	—	1	Na^+ отдаёт электрон
17	Cl	2	8	7	—	7	Cl^- захват электрона
18	Ar	2	8	8	—	0	
19	K	2	8	8	1	1	K^+ отдаёт электрон

линий позволяют определить спектральные частоты, а следовательно, и дискретные уровни энергии, которые возможны для данного атома при том или ином распределении электронов в слоях и подгруппах.

V. МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА АТОМОВ

А. РАЗВИТИЕ ГИПОТЕЗЫ АМПЕРА

199. Теория Бора в первоначальном своём виде выделяет стационарные орбиты электронов, подчиняя их размеры и форму квантовым условиям. Изучение атомных процессов показало, что уровни энергии атома тоже подчинены квантовым условиям. Величины, которые могут принимать в ряде значений не все, а только некоторые значения, называются *квантованными*, а самое действие выделения этих возможных значений величин называется *квантованием*.

Дальнейшее изучение атомных процессов обнаружило и другие, характеризующие их величины, которые тоже квантованы.

Многие спектральные линии в спектрах элементов имеют сложное и тонкое строение, распадаясь в спектроскопах с большой разрешающей способностью на ряд линий; так, известно, что линия D в спектре натрия (рис. 304) распадается на две, представляя дублет: $D_1 - \lambda_1 = 5889,953$ и $D_2 - \lambda_2 = 5895,923$; в спектре ртути находим триплет — тройные линии; вообще мультиплетное строение линий

есть общее явление в спектрах. В явлении Зеемана (§ 101) подобное расщепление спектральных линий получалось искусственно под действием внешнего магнитного поля. Возникает вопрос, не происходит ли в атомах естественно нечто подобное? Сложность строения спектров говорит о множестве стационарных состояний, переходы между которыми обусловливают появление линий. Уровни энергии мультиплетов мало отличаются друг от друга; энергетические уровни, им соответствующие, близки друг к другу; не вызываются ли эти расщепления линий внутренними магнитными взаимодействиями частей атома? Наконец, нельзя ли считать эти явления доказательствами существования спина электрона?



Рис. 304.

Гипотеза Ампера (1823) о внутренних молекулярных токах (II, § 74, 89), эквивалентных элементарным магнитикам, в теории атома получает новое обоснование и толкование.

Электрон, обращающийся вокруг ядра, является движущимся зарядом, следовательно, это есть электрический ток:

$$J = -\frac{e}{T};$$

здесь T—период обращения электрона; знак минус напоминает, что условно принятое направление тока в замкнутой цепи противоположно направлению движения электрона, как отрицательного заряда.

Преобразуем выражение электронного тока:

$$T = \frac{2\pi}{\omega};\ J = -\frac{e\omega}{2\pi} = -\frac{ev}{2\pi r} = -\frac{evr}{2s};$$

здесь r—радиус орбиты электрона, s—площадь орбиты:

$$Js = -\frac{1}{2}evr. \qquad \text{(a)}$$

С точки зрения общих воззрений Ампера, всякую электронную орбиту можем представить себе как магнитный листок (II, § 73), т. е. можем заменить орбиту электрона эквивалентным магнитом с магнитным моментом M (II, § 88).:

$$M = Js;$$

если заряд $-e$ движется по стрелке часов, $+e$ — против стрелки часов (рис. 305), то к нам обращена северная сторона магнитного листка, и вектор магнитного момента $\boldsymbol{M}$ направлен из чертежа к нам; если же электрон вращается против стрелки часов (рис. 305), то вектор магнитного момента направлен от нас, за чертёж (II, § 72, 88).

Сопоставив выражение (а) и (б), находим:

$$\boldsymbol{M} = \frac{1}{2} evr. \tag{1}$$

Зная $e=1{,}601 \cdot 10^{-20}$ $(CGSM)$ и вычисляя v и r по теории Б о р а (§ 182), можем вычислить м а г н и т н ы й м о м е н т э л е к т р о н н о й о р б и т ы.

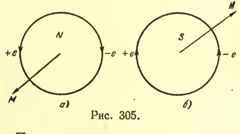


Рис. 305.

Заменяя, таким образом, все электронные орбиты эквивалентными магнитами, приходим к представлению, что тяжёлый атом как бы наполнен элементарными магнитиками; всякий атом имеет внутри Z таких магнитиков.

При хаотическом тепловом движении атомов магнитные моменты электронных орбит имеют всевозможные направления, и результирующий магнитный момент их совокупности статистически равен нулю; это признак н е н а м а г н и ч е н н о г о тела.

Если же все или значительная часть орбит ориентируется под действием внешнего поля так, что в результате геометрического сложения магнитных моментов возникает некоторый магнитный момент, не равный нулю, то тело — н а м а г н и ч е н о; если его магнитный момент направлен против внешнего поля — тело диамагнитно, если по полю, — парамагнитно.

Это различие в поведении тел при действии внешнего поля коренится в том, что в веществах парамагнитных атомы и целые области в их объёмах имеют независимые от внешних полей магнитные моменты. Тепловое движение не допускает упорядоченной ориентировки этих магнитных моментов, и потому парамагнитное тело пребывает в ненамагниченном состоянии. Но действие внешнего магнитного поля (II, § 44) обусловливает некоторое преимущественное направление векторов намагничения по направлению внешнего поля; в этом проявляется характерное свойство парамагнитных тел — намагничение по направлению внешнего поля.

В диамагнитных телах нет таких областей или отдельных атомов самопроизвольного намагничения, и потому при действии внешнего магнитного поля в атомных электронных оболочках проявляется эффект электромагнитной индукции, что даёт суммарное явление

намагничения против внешнего поля (II, § 99). С этой точки зрения диамагнетизм универсален, свойствен всем телам, но так как диамагнитный эффект большинства тел природы слаб (диамагнитная восприимчивость $\chi = \sim 10^{-6}$), то в парамагнитных и тем более в ферромагнитных телах он маскируется более сильными собственными магнитными эффектами.

Б. КВАНТОВАЯ ПРИРОДА МАГНИТНОГО МОМЕНТА

200. Изменение магнитного момента $\boldsymbol{M}$ связано с изменением скорости v (формула 1); изменение скорости электрона влечёт за собой изменение энергии и момента количества движения, а это, как мы знаем, величины квантованные; следовательно, магнитный момент электронной орбиты, иначе говоря — ориентировка орбиты в пространстве, — тоже квантованная величина. Это значит, — не всякие значения магнитного момента и не всякие ориентировки орбит в атоме возможны. Выделение возможных ориентировок или расположений орбиты электрона в пространстве Зоммерфельд и Дебай назвали пространственным квантованием (1916).

Выясним прежде всего квантовый характер магнитного момента $\boldsymbol{M}$ орбиты электрона.

Движение электрона по орбите можно характеризовать магнитным моментом $\boldsymbol{M}$ и моментом количества движения:

$$\boldsymbol{M} = \frac{1}{2} evr; \quad p = m_e vr;$$

отношение этих моментов постоянно:

$$\frac{\boldsymbol{M}}{p} = \frac{e}{2m_e}; \quad \boldsymbol{M} = p\frac{e}{2m_e}.$$

Введя сюда квантовое условие для p, находим (стр. 333 формула 6):

$$p = n\frac{h}{2\pi}; \quad \boldsymbol{M} = n\frac{he}{4\pi m_e}; \ n = 1, 2, 3, \ldots \quad (2)$$

Это и даёт условие, выясняющее квантовую природу магнитного момента: возможны лишь такие значения $\boldsymbol{M}$, которые вычисляются по формуле (2) при целом n, т. е. магнитный момент может принимать лишь ряд дискретных значений.

При $n = 1$ магнитный момент имеет наименьшее значение $\boldsymbol{M}_1$, которое легко вычислить:

$$\boldsymbol{M}_B = \frac{he}{4\pi m} = 9{,}23 \cdot 10^{-21} \, [CGSM]. \quad (3)$$

Этот минимальный магнитный момент называется магнетоном Бора $\boldsymbol{M}_B$; таким магнитным моментом

обладает атом водорода в нормальном невозбуждённом состоянии. Магнитные моменты всех других атомов должны быть кратными целому числу магнетонов Бора M_B:

$$2M_B,\ 3M_B,\ 4M_B,\ \ldots$$

Можно ввести такое представление, что геометрическая сумма моментов электронных орбит в 1 *см*³ определяет интенсивность намагничения I (II, § 46):

$$I = \Sigma M;$$

$$I = \eta N \cdot \frac{1}{2} evr; \quad I = \eta N \cdot \frac{1}{2} e\omega r^2;$$

здесь N — число орбит в 1 *см*³, η — коэффициент, имеющий значения от 1 до 0; при $\eta = 1$ все орбиты параллельны, интенсивность намагничения или магнитная поляризация максимальна; при $\eta = 0$ — результирующий магнитный момент нуль, интенсивность намагничения нуль, тело не намагничено.

201. Квантовая природа магнитного момента, которая выведена выше, исходя из общих принципов теории Бора, была обнаружена прямым опытом Штерна и Герлаха (1922) при помощи отклонения молекулярного пучка в неоднородном магнитном поле.

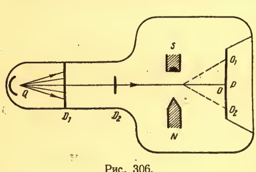


Рис. 306.

Первые опыты были выполнены с атомами серебра, а затем повторены с водородом и рядом металлов (Cu, Na, K, Au). В электрической печке Q (рис. 306) возгоняется исследуемое вещество при данной температуре, определяющей скорость вылетающих атомов. Пучок их проходит через две диафрагмы D_1 и D_2 с тончайшими щелями (10—20 μ), вступает в магнитное поле NS и падает на охлаждённую стеклянную пластинку P; на ней атомы осаждаются в виде тонкой полоски. Вся аппаратура находится в высоком вакууме (10^{-5} *мм* Hg). Оригинальная форма сечения полюсов магнита (рис. 307) обеспечивает заведомую неоднородность очень сильного магнитного поля (несколько тысяч эрстед на сантиметр).

Если бы магнитное поле было однородным, то оно создавало бы только вращающие моменты у элементарных магнитов, а следовательно, и у атомов. Неоднородное магнитное поле не только ориентирует магнитный момент атома вдоль своего направления, но

и отклоняет его в сторону (II, § 41). Величина отклонения тем больше, чем больше магнитный момент атома и чем больше неоднородность поля.

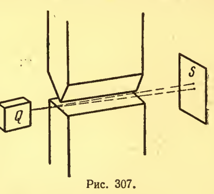


Рис. 307.

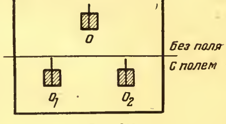


Рис. 308.

Результаты наблюдений: 1) пока нет магнитного поля, на пластинке P получается полоска O — след осаждённых атомов (рис. 308—схема); 2) после прохождения через магнитное поле — раздвоенный след; атомы осели на определённых местах O_1 и O_2, отклонившись от прямолинейного направления на некоторый угол α (рис. 307, рис. 308—схема, 309 — фотография).

Если бы магнитный момент и направление орбит электронов в атоме не были квантованные величины, то возможны были бы всякие значения α и вместо одной узкой полоски без поля мы при действии поля получили бы на стекле P одну растянутую полосу (рис. 310). Но наблюдения дают иную картину (рис. 308 и 309): происходит не растяжение, а расщепление атомного пучка. Следовательно, не все значения α

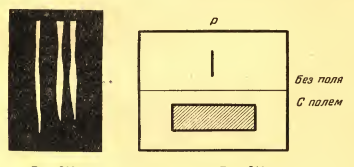


Рис. 309. Рис. 310.

возможны, а только некоторые, точно фиксированные для данного рода вещества. Из этого вытекает, что атом с орбитами его электронов может занимать не всякие положения.

Таким образом, опыты Штерна и Герлаха установили, что расположение атома в пространстве квантовано; не всякие расположения атомов в магнитном поле возможны, а лишь такие, для которых магнитный момент определяется по квантовой теории. Явление пространственного квантования подтверждено опытным исследованием.

Теория этих опытов показывает, что расщепление пучка представляет одно из доказательств существования спина электрона (§ 197); возникают именно две отклонённые полосы, так как магнитное квантовое число имеет два значения $+m$ и $-m$.

В. ЯВЛЕНИЕ ЗЕЕМАНА

202. Расщепление спектральных линий под действием магнитного поля, открытое голландским физиком Зееманом в 1896 г., является одним из важнейших экспериментальных устоев электромагнитной теории света Максвелла. Само явление и экспериментальная установка для его наблюдения описаны раньше (§ 101, рис. 222). Рассмотрим это явление с квантовой точки зрения.

Частота излучаемой спектральной линии, например, известных линий натрия D_1 или D_2, определяется по второму постулату Бора (§ 184):

$$\nu_0 = \frac{E_{n_2}}{h} - \frac{E_{n_1}}{h}. \tag{4}$$

Но как только излучающее тело подвергается действию магнитного поля, уровни энергии атома изменяются дискретно, и должны появиться новые линии в спектре, а это и есть наблюдаемое расщепление спектральных линий.

На основе этого качественного представления выясним возникающие количественные соотношения.

Электронная орбита и атом в целом обладают магнитным моментом, квантовый характер которого только что доказан (формула 2):

$$M = n\frac{he}{4\pi m_e};\ n = 1, 2, 3\ldots$$

Пусть мгновенное квантовое значение магнитного момента **M**; появление внешнего магнитного поля H влияет на это значение момента; именно известно (II, § 91), что энергия тока, в данном случае – электрона на его квантовой орбите при действии внешнего магнитного поля изменяется.

$$\Delta E = -MH\cos\alpha, \tag{a}$$

или:

$$\Delta E = -(\vec{M}\vec{H}).$$

Квантовая теория требует, чтобы эти изменения энергии имели дискретный характер, принимали бы ряд раздельных значений. Так как H постоянно, то это требование относится к $\mathbf{M}\cos\alpha$ — к проекции магнитного момента на направление поля (II, рис. 268). Поэтому проекция вектора $\mathbf{M}$ на направление магнитного поля H при каждом квантовом значении $\boldsymbol{M}$ принимает ряд дискретных значений:

$$\mathbf{M}\cos\alpha = m\frac{he}{4\pi m_e}, \tag{б}$$

где $m = 0, \ \pm 1, \ \pm 2, \ \pm 3 \ldots$

Так как этот вывод относится ко всякому квантовому значению магнитного момента $\boldsymbol{M}$:

$$\mathbf{M} = n\frac{he}{4\pi m_e}, \tag{в}$$

то из соотношений (б) и (в) находим:

$$n\frac{he}{4\pi m_e}\cos\alpha = m\frac{he}{4\pi m_e};$$

$$\cos\alpha = \frac{m}{n}.$$

Отсюда видно, что магнитное квантовое число m имеет ограниченное число значений, именно, оно не может быть больше n:

$$m = n, \ n-1, \ n-2 \ldots 1, \ 0, \ -1, \ -2, \ -3 \ldots n,$$

всего $2n+1$ значений. Следовательно, и проекция магнитного момента атома на направление H может иметь $2n+1$ значений (формула 3):

$$\mathbf{M}\cos\alpha = \mathbf{M}\frac{m}{n} = \boldsymbol{M}_B \cdot m.$$

Следовательно, и приращение энергии атома (формула а) при действии внешнего магнитного поля также должно принимать $2n+1$ значений для каждого квантового значения $\mathbf{M}$:

$$\Delta E = -\mathbf{M}H\cos\alpha = -\boldsymbol{M}_B H \cdot m. \tag{5}$$

Приходим к основному заключению: энергия атома E_n, соответствующая n-му уровню его энергии, под действием внешнего магнитного поля получает дискретные значения, выражаемые рядом:

$$E'_n = E_n - \boldsymbol{M}_B H \cdot m,$$

или:

$$E_n, \ E_n \pm \boldsymbol{M}_B H, \ E_n \pm 2\boldsymbol{M}_B H, \ E_n \pm 3\boldsymbol{M}_B H \ldots E_n \pm n\boldsymbol{M}_B H.$$

Каждому квантовому уровню в магнитном поле соответствует $2n+1$ значений энергии; это и значит, что квантовые уровни расщепляются во внешнем магнитном поле, а значит должны расщепляться и спектральные линии. Именно, формула второго постулата Бора (4) принимает вид:

$$\nu = \frac{E_{n_2} - M_B H m_2}{h} - \frac{E_{n_1} - M_B H m_1}{h}. \qquad (6)$$

Разность между этой и основной частотой ν_0 выразится так:

$$\Delta\nu = \nu - \nu_0 = \pm\left[\frac{M_B H m_2}{h} - \frac{M_B H m_1}{h}\right] = \pm\Delta m \frac{M_B H}{h};$$

$$\nu = \nu_0 \pm \Delta m \frac{M_B H}{h}. \qquad (7)$$

Из этого выражения как будто вытекает, что каждая спектральная линия ν_0 расщепляется во внешнем магнитном поле на столько линий, сколько значений может получить $\Delta m = m_2 - m_1$. Но обширные опытные исследования установили, а квантовая механика доказала, что в действительности существуют только такие спектральные линии, для которых Δm принимает значения:

$$\Delta m = +1,\ 0,\ -1.$$

Согласно этому «правилу отбора» для магнитного квантового числа спектральная линия с частотой ν_0 может распадаться в магнитном поле H на три линии:

$$\nu_0 + \frac{M_B H}{h},\quad \nu_0,\quad \nu_0 - \frac{M_B H}{h}.$$

Все эти случаи можно по формуле (7) свести вместе:

$$\nu = \nu_0\left[1 \pm \frac{M_B H}{h}\cdot\frac{1}{\nu_0}\right];$$

подробнее:

$$\nu = \nu_0\left[1 \pm \frac{eH}{4\pi m_e}\cdot\frac{1}{\nu_0}\right]. \qquad (8)$$

203. Итак, согласно этой теории спектральная линия, характеризуемая частотой ν_0 (например, голубая линия кадмия: $\lambda_0 = 4790,9107$ Å, $\nu_0 = 6\cdot10^{14}$), может распадаться под действием внешнего магнитного поля на три линии:

$$\nu_0 + \delta\nu,\quad \nu_0,\quad \nu_0 - \delta\nu,$$

где

$$\delta\nu = \frac{eH}{4\pi m_e}. \qquad (9)$$

Эти выводы теории соответствуют тому, что дали опыты самого Зеемана и дальнейших исследователей. На рисунке 311 дана схема наблюдения вдоль магнитного поля QSL_1F_1 (продольный эффект) и перпендикулярно полю SL_2F_2 (поперечный эффект); N_1 и N_2 — николи для оценки направления поляризации и пластинка четверть волны для выяснения её характера, F_1 и F_2 — мощные спектральные аппараты (дифракционная решётка, или интерферометр, разрешающая способность около 400 000); источник линейчатого спектра (например, трубка Плюкера с газом кадмия, ртути и т. п.) находится в магнитном поле 40 — 50 тыс. эрстед.

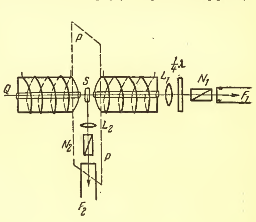


Рис 311

1. При наблюдении вдоль поля (рис. 312а) появляются только две линии, смещённые по оси частот $\nu_1 = \nu_0 + \delta\nu$ и $\nu_2 = \nu_0 - \delta\nu$; первая сдвинута к фиолетовому концу спектра и поляризована по правому кругу (I, § 121), вторая — к красному концу и поляризована по левому кругу (против стрелки часов).

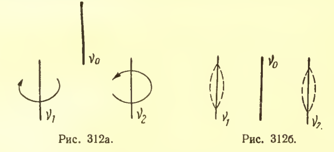


Рис. 312а. Рис. 312б.

Линия ν_0 исчезает, так как нет электрического вектора, направленного по магнитному полю.

2. При наблюдении перпендикулярно полю видим триплет линий:

$$\nu_0 + \delta\nu, \ \nu_0, \ \nu_0 - \delta\nu.$$

Центральная линия ν_0 поляризована вдоль магнитного поля, колебания происходят в плоскости P (рис. 311, 312б), перпендикуляр-

ной к линиям магнитного поля. Колебания в смещённых линиях ν_1 и ν_2 поляризованы по кругам, плоскости которых параллельны плоскости P, так что мы видим эти круги в их плоскостях.

Во всех случаях, как видно из формулы (9), величина расщепления пропорциональна напряжённости внешнего поля. Это оправдано опытами при больших изменениях H, от $H = 10\,000$ эрстед в опытах Зеемана (1896) до $H = 500\,000$ эрстед в опытах П. Л. Капицы (1938).

От вариации частот:

$$\delta\nu = \pm \frac{eH}{4\pi m_e}$$

можно перейти к вариации длин волн, с которой чаще приходится иметь дело в спектроскопии:

$$\nu = \frac{c}{\lambda}; \quad \delta\nu = -\frac{c\cdot\delta\lambda}{\lambda^2}; \quad \delta\lambda = -\frac{\lambda^2\cdot\delta\nu}{c};$$

$$\delta\lambda = \mp \frac{\lambda^2 eH}{4\pi m_e c}. \qquad (9')$$

Рис. 313.

Таково расхождение появившихся линий по оси длин волн, значения $\delta\lambda$, конечно, невелики; так, для триплета линий D натрия $\delta\lambda = 0{,}7$ Å; в сильнейших полях Капицы $\delta\lambda$ достигало значения 1,5 Å.

Зная $\delta\lambda$, по формуле (9′) можно определить отношение $\frac{e}{m_e}$; так, определённые значения $\frac{e}{m_e}$ у разных наблюдателей заключаются в пределах от $1{,}761\cdot10^7$ до $1{,}771\cdot10^7\ \frac{CGSM}{г}$; как известно, основные опыты Дж. Дж. Томсона при помощи отклонения катодных лучей в электрическом и магнитном поле (II, § 179) дают $1{,}759\cdot10^7\ \frac{CGSM}{г}$. Это соответствие результатов, полученных столь различными методами, ещё раз подтверждает роль электронов в оптических явлениях.

Таким образом, явление Зеемана есть одно из экспериментальных обоснований и электромагнитной теории света Максвелла, и электронной теории Лоренца.

Нормальное расщепление линий на дублеты и триплеты — редко наблюдаемое явление; в большинстве случаев спектральные линии разделяются в магнитном поле на 4, 6, 15 и более линий. Большинство спектральных линий — мультиплеты состоят из многих тесно расположенных линий, разрешимых в отдельные линии лишь мощными спектральными аппаратами. В магнитном поле эти линии распадаются на множество компонент. На рисунке 313 семь линий в спектре хрома распадаются на 21 линию; в спектре вольфрама имеем

19 распавшихся линий. Эти явления сложного или аномального эффекта З е е м а н а указывают на тесную и многогранную взаимозависимость процессов в атоме. Надо иметь в виду не только заряд электрона при этих взаимодействиях, но ещё собственный магнитный момент электрона — спин, обусловливающий собственное магнитное поле внутри атома, влияющее на расположение линий в спектре. На эти, уже смещённые линии, образующие мультиплеты, налагается ещё влияние внешнего магнитного поля. Изучение этих, столь сложных явлений развивается в квантовой механике.

Заканчивая обзор основных представлений теории атома Р е з е р ф о р д а-Б о р а, ещё раз заметим, что наряду с громадными успехами теории атома на основе этих модельных представлений обнаружены з а т р у д н е н и я при развитии этой теории; они заставили искать иных путей построения наших воззрений на атом, которые более точно соответствовали бы результатам экспериментального изучения атомных явлений. Краткий очерк этих воззрений будет дан дальше (§ 209 и след.).

Глава VII

О КВАНТОВОЙ МЕХАНИКЕ

I ВВЕДЕНИЕ

204. Теория Резерфорда-Бора установила общие положения об атоме как о системе, в которую входят ядро и электроны:

1. Атому свойственны дискретные состояния, называемые стационарными; каждое из них характеризуется определённым уровнем энергии; значения энергии атома представляют дискретный ряд.

2. Изменение энергии атома, переход его от одного энергетического уровня к другому обусловливает возможность лучеиспускания или лучепоглощения.

Эти положения, как показало всестороннее исследование атомных явлений, несомненно в какой-то мере соответствуют действительности и вошли во все последующие модификации теории атома.

Однако дальнейшее развитие теории и экспериментальных исследований обнаружило ряд существенных затруднений, о которых отчасти уже было сказано (§ 187). Эти затруднения касались и основ теории, и приложений её к частным случаям более сложных атомов; в спектроскопии теория Бора совершенно не затрагивает вопроса об интенсивности спектральных линий.

Наконец, сами постулаты Бора должны быть следствиями некоторого более общего и широкого принципа, который можно было бы назвать основным принципом микромеханики — всей теории атома и атомных процессов.

Изыскания этого принципа наполняют физику нашего времени с 1924 г., когда Де Бройли ввёл идею о волнах, сопровождающих движение всякой частицы. В настоящее время создана внутренне непротиворечивая теория микропроцессов, получившая название квантовой механики.

Именно с позиций квантовой механики удалось найти физическое истолкование постулатов Бора, выяснить их следствия

и пойти дальше в области детального изучения внутриатомных процессов.

В дальнейшем мы коснёмся лишь основ квантовой механики, так как математический аппарат, которым она оперирует, столь сложен, что придётся ограничиться ознакомлением только с принципами и результатами этого нового учения. Математика в нём играет особую, ведущую роль; это происходит по очень глубоким причинам; в области атомных процессов мы не можем пользоваться наглядностью; обычные механические образы, к помощи которых мы до сих пор прибегали при изучении природы, становятся недостаточными.

Общий ход развития квантовой механики идёт в двух направлениях: а) Гейзенберг в своей теории принципиально отбрасывает все экспериментально ненаблюдаемые величины (размеры электрона, его скорости, мгновенные положения и т. п.), оставляет только спектральные линии, уровни энергии; б) Де Бройли и Шредингер, наоборот, вводят в операции недоступные прямому наблюдению величины и в своих исходных пунктах широко пользуются представлениями макромеханики. Оба эти направления приводят к тождественным результатам, хотя и разными путями. В настоящее время второе направление имеет преимущественное значение.

II. ИДЕИ ДЕ БРОЙЛИ О ВОЛНАХ МАТЕРИИ

205. Развитие теории Эйнштейна о световых квантах привело к тому, что были установлены понятия массы и количества движения кванта[1] излучения (§ 147), т. е. фотона:

$$h\nu = \varepsilon = mc^2; \quad m = \frac{h\nu}{c^2} = \frac{h}{c\lambda};$$

$$p = mc = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda}. \tag{A}$$

Излучение, в частности свет, принимаются нами как явления волнового характера (глава II), и оказывается, что в число характеристик этих явлений наряду с волновыми характеристиками λ, ν, T, c входят величины m — масса и p — количество движения (импульс), т. е. величины, которыми в механике мы характеризуем движение тел, молекул, атомов, электронов — вообще частиц материи. Таким образом, в этих воззрениях, которые, как мы видели (фотоэффект и другие явления, § 148 и след.), соответствуют действительности, узаконен дуализм: свет есть и волны (непрерывный, периодический

[1] Здесь и дальше количество движения и импульс обозначаются через p (вместо K), как это принято в квантовой механике.

процесс), и *частицы* — фотоны, или кванты (дискретный процесс). Конечно, этот дуализм не может удовлетворить нашего законного требования, чтобы знание давало *наглядное толкование* явлений, сводя их к простым и привычным механическим моделям, воспринимаемым нашими чувствами. Повидимому, однако, такого понимания атомных явлений вообще быть не может, ибо наглядность процессов в атоме неосуществима. Для развития наших знаний достаточно, если мы имеем гипотезы, которые приводят к следствиям, совпадающим с экспериментальными фактами и полезным для более глубокого изучения природы внутриатомных явлений.

206. *Де Бройли* высказал (1924) простую мысль, что указанный дуализм—волн и частиц—можно применять не только по отношению к фотонам, но и по отношению к обычным частицам материи — электронам, протонам, атомам и т. д. Это значит, что всякую частицу, обычно характеризуемую массой m и количеством движения p, можно ещё характеризовать волновыми величинами λ, ν, T; *всякая движущаяся частица связана с некоторым волновым процессом*. В этом положении и заключается гипотеза *Де Бройли о фазовых волнах материи*. Формально в основе этого представления лежит допущение об обращении квантового соотношения для излучения:

$$\varepsilon = mc^2, \qquad h\nu = mc^2;$$

читаем справа налево:

$$mc^2 = h\nu.$$

Это значит, что всякой частице массы m (электрону, атому, α-частице и т. д.) можно сопоставить некоторый волновой процесс определённой частоты.

Отсюда вытекают все соотношения, записанные в формулах (А), применительно к частице:

1. Энергия и масса:

$$E = mc^2 = h\nu; \quad m = \frac{h\nu}{c^2} = \frac{h}{c\lambda}.$$

2. Количество движения:

$$p = mv; \quad p = \frac{h}{\lambda};$$

здесь v — *скорость движения частицы*:

$$mv = \frac{h}{\lambda}; \qquad \lambda = \frac{h}{mv}. \tag{1}$$

Это одна из важнейших формул теории; при её выводе предполагалось, что выражение количества движения:

$$p = \frac{h}{\lambda}, \qquad (1')$$

выведенное для фотонов, имеет общее значение.

Формула (1) позволяет вычислять длину волны процесса, связанного с частицей m; видим, что длина волн обратно пропорциональна массе m частицы и скорости её.

Для обычных масс и обычных скоростей, рассматриваемых в механике, длина волны λ имеет очень малое значение; так, пусть $m = 10^3\ г = 1\ кг$; $v = 1000 \frac{м}{сек} = 10^5 \frac{см}{сек}$; по формуле (1) при этих условиях:

$$\lambda = \frac{h}{mv} = 6{,}5 \cdot 10^{-35}\ см = 6{,}5 \cdot 10^{-27}\ \text{Å};$$

это λ лежит далеко за пределами известных нам длин волн (стр. 210), процессов с такими λ мы не наблюдаем.

Если же $m = 9{,}10 \cdot 10^{-28}\ г$, т. е. если рассматриваемая частица — электрон, то при скорости $v = 10^8 \frac{см}{сек}$ из формулы (1) находим $\lambda = 7{,}2 \cdot 10^{-8}\ см$; это волны из области рентгеновского спектра — явление известное и наблюдаемое; выработаны методы их наблюдений и измерения, как мы увидим дальше.

III. УРАВНЕНИЕ ВОЛНЫ ДЕ БРОЛЬИ

207. Рассмотрим частицу, двигающуюся с постоянной скоростью v вдоль оси X. Согласно идеям Де Бройля с этой частицей связана плоская волна (I, § 120):

$$y = A \cos 2\pi \left[\nu t - \frac{x}{\lambda} \right] = A \cos(\omega t - kx),$$

где $k = \frac{2\pi}{\lambda}$.

Введём соотношения:

$$E = h\nu; \quad \nu = \frac{E}{h}; \quad p = \frac{h}{\lambda}; \quad \frac{1}{\lambda} = \frac{p}{h};$$

получим:

$$y = A \cos \frac{2\pi}{h} [Et - px]. \qquad (2)$$

Это уравнение волны, в которое вошли характеристики частицы: энергия E, масса m, скорость v или импульс p:

$$p = mv,$$

называется **уравнением волны Де Бройли**; фаза этой волны:

$$\varphi = \frac{2\pi}{h}[Et - px].$$

Очевидно, уравнение:

$$\varphi = \mathrm{const}; \quad \frac{2\pi}{h}[Et - px] = \mathrm{const}$$

есть уравнение плоскости, перпендикулярной оси X и перемещающейся вдоль оси X с некоторой скоростью u: эта плоскость постоянной фазы называется, как известно (§ 60), фазовой плоскостью или фронтом волны, а скорость её перемещения—фазовой скоростью (§ 44).

Определим фазовую скорость волны Де Бройли:

$$\frac{2\pi}{h} px = \frac{2\pi}{h} Et - \mathrm{const};$$

$$u = \frac{dx}{dt} = \frac{E}{p};$$

подставив сюда: $E = mc^2$, $p = mv$, находим:

$$u = \frac{c^2}{v}. \tag{3}$$

Так как всегда $c > v$, то $u > c$; фаза волны частицы распространяется со скоростью, большей чем скорость света. Только в случае движения фотонов $u = c$.

Положим, что частица m, в частности электрон, периодически движется по замкнутой орбите, длина которой s; тогда длина фазовой волны этой частицы должна уложиться в длине s целое число раз; иначе в одной и той же точке волна имела бы две фазы. Поэтому:

$$\frac{s}{\lambda} = n; \quad n = 1, 2, 3 \ldots$$

В частном случае, если имеем равномерное движение по окружности, то:

$$s = 2\pi r; \quad \frac{2\pi r}{\lambda} = n.$$

Помня, что

$$\lambda = \frac{h}{mv},$$

находим:

$$\frac{2\pi r \cdot mv}{h} = n;$$

или:

$$mvr = n\frac{h}{2\pi}; \quad n = 1, 2, 3 \ldots$$

Мы пришли к первому постулату Бора (§ 182) определяющему квантовые орбиты электрона и квантовые состояния атома. Но в то время как в теории Бора это положение есть только постулат, требование, введённое для ограничения выбора состояний атома с точки зрения дискретности квантов энергии, в теории квантовой механики первый постулат Бора естественно вытекает из основных положений о волнах Де Бройли.

С этой точки зрения первый постулат Бора получает ясный физический смысл. Известно, что основная частота колебаний струны и её высшие гармоники возникают (I, § 144) только при условии, что соответствующие им полуволны укладываются целое число раз в длине струны. При этом каждый раз образуются устойчивые стоячие волны. Так возникает дискретная последовательность собственных частот колебаний данной струны, отделённых друг от друга интервалами, определяющими собственные. возможные колебания струны.

Точно так же условия:

$$\frac{2\pi r}{\lambda} = n; \quad \frac{2\pi r \cdot mv}{h} = n; \quad mv \cdot r = n\frac{h}{2\pi}$$

требуют, чтобы фазовые волны электрона укладывались целое число раз в линейных размерах, характеризующих атом, именно в длине орбиты электрона.

Таким образом, первый постулат Бора, определяющий стационарное состояние атома, с точки зрения идей Де Бройли, выделяет те состояния атома, при которых фазовые волны электронов оказываются собственными волнами атома.

Прежде чем перейти к дальнейшему изучению метода квантовой механики, остановимся на некоторых экспериментальных исследованиях, которые с достоверностью установили реальность волн Де Бройли и возможность их технического использования.

IV. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

208. Возвращаясь к основным положениям Де Бройли, должно представлять себе механическое движение как волновой процесс, следовательно, как оптическое явление. Однако твёрдо установлено, что электроны—частицы и что движение их—механическое явление; этот опытный факт со времени Дж. Дж. Томсона (II, § 174—205) составляет краеугольное основание электронной теории, а также и теории атома. Но в то же время мы можем говорить о волне электрона (стр. 377):

$$\lambda = \frac{h}{m_e v}.$$

и рассматривать его движение как волновое оптическое явление со всеми последствиями такого взгляда, т. е. с возможностью говорить об отражении, преломлении, дифракции, интерференции электронов.

Ещё до возникновения учения Де Бройля о волнах материи некоторые исследователи замечали явления, которые наводили на мысль, что электроны можно рассматривать не только как частицы, но и как волны. Вскоре после появления идей о волнах частиц американские физики Девисон и Джермер

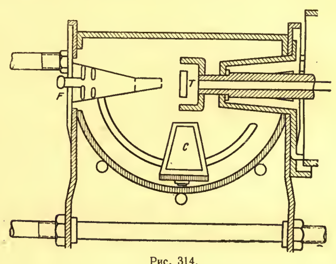


Рис. 314.

показали (1927), что к электронам применимы методы исследования рентгеновских лучей (§ 75, 76) и что можно экспериментально выявить существование дифракции электронов.

Так как опыты этих физиков установили методику экспериментального изучения волн, связанных с движением частиц, и послужили образцом для множества других исследователей, то рассмотрим их установку и результаты, к которым они пришли.

Источник электронов—«электронная пушка»—состоит из накалённой вольфрамовой нити F (рис. 314); ряд диафрагм выделяет очень узкий (1 *мм*) пучок электронов, которые разгоняются электрическим полем между нитью и первой диафрагмой (нить—, диафрагма+); разность потенциалов на границах поля можно изменять, значит, можно менять и скорость электронов. Выделенный пучок электронов падает на кристалл T; в первых опытах Девисон и Джермер брали кристалл никеля. Отра-

жённые электроны попадали в цилиндр Фарадея C, внутренний сосуд которого соединён с гальванометром (рис. 315).

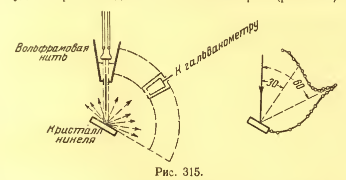


Рис. 315.

При помощи механизма, помещённого направо от кристалла, можно вращать кристалл, изменяя при этом угол падения электро-

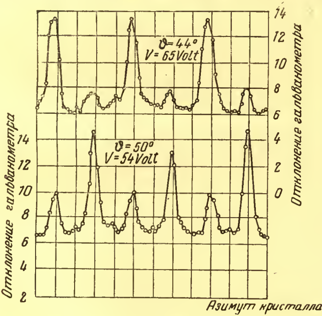


Рис. 316.

нов, и перемещать цилиндр Фарадея около оси, проходящей через середину кристалла и перпендикулярной к чертежу.

Прибор очень мал; так, расстояние между кристаллом и диафрагмой 7 *мм*; весь аппарат заключён в стеклянный сосуд, в кото-

ром установлен высокий вакуум (10^{-8} *мм* Hg); все части прибора. за исключением тех, между которыми образовано поле, отведены в землю.

Показания гальванометра при разных положениях (азимутах) кристалла обнаруживают периодические максимумы электронного тока (рис. 316) по различным направлениям, в которых ставится цилиндр Фарадея с гальванометром (рис. 315). Опираясь на этот опытный факт, Девисон предлагает применить к этому явлению теорию Вульфа-Брэггов (§ 76) об отражении и интерференции рентгеновских лучей от внутренних граней кристаллической решётки. «Наше положение,—говорит он,—дошло до того пункта, когда надо стать на определённую точку зрения в этом вопросе; я предлагаю не отказываться от известного факта, что электроны—это частицы, а просто принять, что они ведут себя так, как если бы они были волнами; точнее говоря, что мы можем описать наблюдаемые нами явления, принимая электроны за волны, и не знаем, как это сделать, если принимать их за частицы».

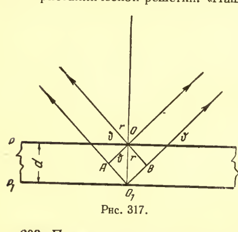


Рис. 317.

209. Применяя теорию Вульфа-Брэггов и представляя себе явление отражения электронов от кристаллических плоскостей P, P_1, P_2, (рис. 317), по формуле:

$$n\lambda = 2d \cdot \sin\vartheta \tag{4}$$

находим λ из наблюдений по максимумам интенсивности интерференционной картины.

Разберём определенный пример подобных наблюдений. Пусть наблюдения выполнены с кристаллом никеля; для него рентгеновский анализ даёт $d = 2{,}03$ Å (§ 78); наблюдая углы ϑ, соответствующие интерференционным максимумам, по формуле (4) вычисляем λ—длину волны электрона при данной его скорости v, определяемой разностью потенциалов V на границах поля, проходимого им в аппарате (рис. 314).

В результате ряда опытов при разных V Девисон и Джермер получили следующие значения λ:

V вольт	54	65	126	160	190
λ ангстремов	1,65	1,50	1,09	0,968	0,889

Сопоставим эти результаты с теорией.

В формуле Де Бройль:

$$\lambda = \frac{h}{m_e v}$$

исключим v при помощи обычного уравнения движения электрона в электрическом поле:

$$\frac{m_e v^2}{2} = \frac{1}{300} eV;$$

тогда длину волны λ выразим как функцию потенциала:

$$\lambda = \sqrt{\frac{h^2}{m_e \cdot e} \cdot \frac{150}{V}} \text{ см.}$$

С большой степенью приближения можно принять:

$$\left[\frac{h^2}{m_e \cdot e}\right]^{\frac{1}{2}} = 10^{-8};$$

поэтому:

$$\lambda = 10^{-8} \left[\frac{150}{V}\right]^{\frac{1}{2}} \text{ см,}$$

или:

$$\lambda = \left[\frac{150}{V}\right]^{\frac{1}{2}} \text{Å} = \frac{12,25}{V^{\frac{1}{2}}} \text{Å}. \tag{5}$$

Такова формула для вычисления λ на основании теории Де Бройи. Вычисленные значения λ—длин волн электронов по этой формуле для разных V весьма близко подходят к тем эмпирическим результатам, которые приведены в таблице Девисона и Джермера. Так, формула (5) даёт:

при $V = 54$ *в*: $\lambda = 1,67$; при $V = 65$ *в*: $\lambda = 1,52$ Å

и т. д.; очень хорошее совпадение опытных и теоретических значений λ.

«Следовательно,—говорит Девисон,—можно сказать, что в некоторых случаях поток электронов, имеющих скорость v, ведёт себя так, как поток волн длины $\lambda = \frac{h}{mv}$ в соответствии с постулатами волновой механики».

После первых исследований появилось огромное число экспериментальных работ, посвящённых этим явлениям. Из них замечательны работы Г. П. Томсона (сына Дж. Дж. Томсона) с быстрыми электронами (до 56 500 *в* и с очень короткими волнами; так, при $V = 25\,000$ *в* $\lambda = 0,075$ Å, это—длина волны в спектре γ-лучей. При вычислении λ для этих быстрых электронов надо принимать во внимание изменение массы, согласно фор-

муле теории относительности (§ 129):

$$m = m_0 \left[1 - \frac{v^2}{c^2} \right]^{-\frac{1}{2}} = m_0 \beta^{-1}.$$

С этой релятивистской поправкой формула Де Бройли примет вид:

$$\lambda = \frac{h}{m_0} \frac{\beta}{v}.$$

Г. П. Томсон принимал поток электронов на тонкие листочки фольги (золота, алюминия и т. п.) и фотографировал полученные результаты дифракции электронов.

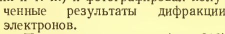
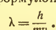


Рис. 318.

Полученные картины (рис. 318) дифракции электронов вполне аналогичны картинам дифракции рентгеновских лучей (рис. 164, 165, 166).

Результаты опытов по дифракции электронов Г. П. Томсона на тонких листочках фольги золота и алюминия (рис. 318) и П. С. Тартаковского (Ленинград) на тонких пластинках слюды вполне совпадают с формулой Де Бройли:



$$\lambda = \frac{h}{mv}.$$

Таким образом, получено опытное подтверждение основной идеи Де Бройли о волнах материи, о возможности связывать механический процесс с некоторым волновым, можно сказать, оптическим процессом.

210. Доказательство волновой природы электрона привело к важной и глубокой аналогии между распространением пучка электронов и пучка лучей света; и в том, и в другом случае имеем волновой процесс, который макроскопически воспринимаем, как распространение лучей электронных и световых. На основе этих представлений возник и развился новый отдел оптики — электронная оптика, чрезвычайно плодотворный по своим техническим приложениям.

Электронный пучок, расходящийся из точки O (рис. 319), попадает в электрическое поле конденсатора, образованного между стенками цилиндра L_1 и расположенным по его оси стержнем MN, заряженным положительно. Пучок электронов концентрируется в этом поле и становится сходящимся. Однако он не сходится в одной точке, так как внутренние электроны сильнее отклоняются, чем

внешние. Возникает явление, аналогичное сферической аберрации (рис. 34, § 17). Переход к узким диафрагмам и параксиальным электронам (§ 17, 22) позволил получать гомоцентрические пучки электронов, фокусирующихся в точку. В частности, сама диафрагма DD — отверстие в экране, на которое падает электронный пучок, — может служить собирающей линзой, если она находится на стенке плоского конденсатора и имеет отрицательный потенциал (рис. 320). Если потенциал диафрагмы положительный, линза рассеивающая.

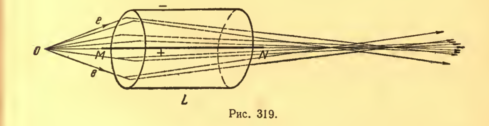


Рис. 319.

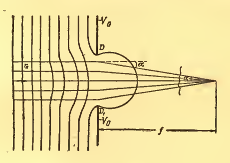


Рис. 320.

Кроме подобных электрических электронных линз, вводят магнитные линзы. В простейшем случае — это катушка (соленоид), поле которого расположено по направлению пучка электронов; их пути спирально закручиваются в поле соленоида (правило левой руки) и при надлежащем подборе поля могут быть фокусированы (рис. 321).

Комбинации подобных линз входят в различные установки электронной оптики, служащие или для концентрации электронов в узкие пучки (например, на экранах осциллографов), или для

получения широких пучков, создающих на флуоресцирующих экранах увеличенное изображение предмета, излучающего электроны; это **электронный микроскоп**; устройство его

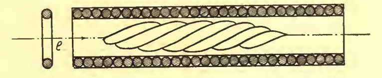


Рис. 321.

аналогично оптическому; общий вид на рисунке 322. Разрешающая способность этого микроскопа далеко оставляет за собой возможности обыкновенного оптического (§ 68, 70), так как длина

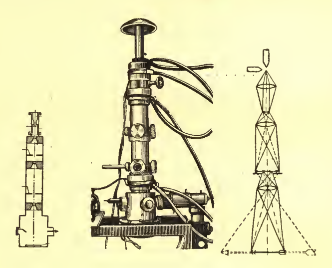


Рис. 322.

волны электрона (при скорости $v=10^8$ $\frac{см}{сек}$) представляет величину порядка 10^{-8} *см*, между тем как световые волны — величины порядка 10^{-5} *см*.

Поэтому при помощи электронного микроскопа достигают увеличений до 30 000 раз и больше.

Электронный микроскоп нашёл широчайшее применение в разнообразных отделах науки и техники:

в медицине (исследование микробов и вирусов и методов борьбы с ними рис. 323);

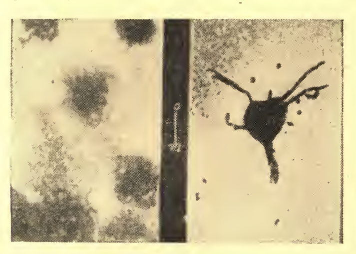


Рис. 323.

в биологии (строение белков);

в химии (катализ, структурные исследования, свойства красок);

в физике (строение вещества в разных его состояниях, процессы в поверхностных слоях и т. д.).

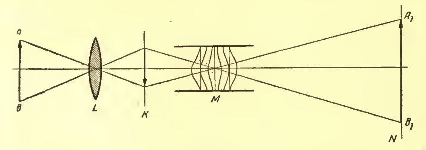


Рис. 324.

Вторая электронная установка, очень важная в технике передачи изображений и в телевидении,— это п р е о б р а з о в а т е л ь оптических изображений в электронные и обратно. Схема этой установки (рис. 324) — освещённый предмет AB при помощи

линзы L даёт изображение на фотоэлектрическом полупрозрачном катоде K. Происходит фотоэффект, и сообразно интенсивности света в разных местах изображения извергаются с них разной интенсивности электронные потоки, которые, пройдя электронную линзу M, дают изображение A_1B_1 на люминесцирующем экране N. Яркость этого изображения можно регулировать изменением полей в электронной линзе M. Очень важно заметить, что при помощи этой установки невидимые изображения в инфракрасном или ультрафиолетовом свете могут быть сделаны видимыми на экране N, так как их невидимые изображения на фотокатоде K дадут электронную эмиссию, преобразуемую линзой M в видимое изображение A_1B_1.

V. МЕТОД КВАНТОВОЙ МЕХАНИКИ

А. ВВЕДЕНИЕ КОМПЛЕКСНЫХ ВЕЛИЧИН

211. При исследовании многих вопросов физики и техники приходится для упрощения вычислений заменять рассматриваемую действительную величину комплексной, имея в виду после выполненных расчётов принять во внимание лишь её действительную часть. Этот метод является основным приёмом в квантовой механике. Уравнение волны Де Бройли (2) представится в комплексном виде так:

$$\psi = y_1 + iy_2;$$

$$\psi = A\cos\frac{2\pi}{h}[Et - px + \varphi] + iA\sin\frac{2\pi}{h}[Et - px + \varphi];$$

$$\psi = Ae^{\frac{2\pi i}{h}[Et - px + \varphi]}, \tag{6}$$

Добавленный в фазе постоянный член φ введён для общности, так как при $x = 0$ и $t = 0$ функция ψ может отличаться от нуля. Величину

$$\psi_0 = Ae^{\frac{2\pi i\varphi}{h}} \tag{7}$$

называем комплексной амплитудой волны (6), уравнение которой принимает вид:

$$\psi = \psi_0 e^{\frac{2\pi i}{h}[Et - px]}. \tag{8}$$

Функция ψ выражает и описывает волновой процесс, связанный с движением частицы, поэтому её называют **волновой функцией.**

Таким образом, уравнения (6) и (7) представляют собой выражения волновой функции для частицы, движение которой направлено по оси X.

Если направление движения частицы не совпадает с направлением оси X, то и направление распространения волны не идёт по этому направлению. Тогда для произвольного направления волны уравнение (2) надлежит обобщить, введя в него проекции по осям p_1, p_2, p_3 вектора количества движения частицы $p = mv$:

$$y = A\cos\frac{2\pi}{h}\left[Et - (p_1x + p_2y + p_3z)\right]. \qquad (2')$$

Входящее сюда выражение:

$$p_1x + p_2y + p_3z = pr$$

есть скалярное произведение вектора $p = mv$ на радиус-вектор движущейся частицы.

Уравнение волны Де Бройля принимает вид:

$$y = A\cos\frac{2\pi}{h}\left[Et - pr\right] \qquad (2'')$$

и соответственно изменяется выражение волновой функции:

$$\psi = \psi_0 e^{\frac{2\pi i}{h}[Et - pr]}, \qquad (8')$$

здесь ψ_0—комплексная амплитуда, значение которой дано формулой (7):

$$\psi_0 = Ae^{\frac{2\pi i\varphi}{h}}. \qquad (7)$$

Б. ФИЗИЧЕСКИЙ СМЫСЛ ВОЛНОВОЙ ФУНКЦИИ

212. Для выяснения физического значения волновой функции ψ лучше всего сначала обратиться к световым явлениям, при которых скорость фотонов равна по величине фазовым скоростям соответствующих волн Де Бройли. Поэтому волны света можно рассматривать, как волны Де Бройли для фотонов.

I. Положим, что мы, наблюдаем в фокальной плоскости трубы (микроскопа) какую-нибудь интерференционную картину, например кольца Ньютона (рис. 325); видим чередование светлых и тёмных колец. Распределение интенсивности света в этой картине можно рассматривать двояко — с волновой или с фотонной (корпускулярной) точки зрения.

1. С точки зрения волновой оптики максимумы интенсивности света соответствуют наибольшим амплитудам световых волн, минимумы — наименьшим амплитудам, точнее — распределение интенсивности света определяется распределением квадратов амплитуд световых волн (I, § 113) или, в случае комплексного выражения волн, квадратов их модулей.

Выразим это положение при помощи математических символов.

Имеем комплексное выражение волновой функции ψ и её сопряжённой функции ψ^*:

$$\psi = A\cos\alpha + iA\sin\alpha = Ae^{i\alpha},$$
$$\psi^* = A\cos\alpha - iA\sin\alpha = Ae^{-i\alpha};$$

произведение их:

$$\psi\cdot\psi^* = A^2 \tag{9}$$

есть действительная величина, равная квадрату амплитуды волны.

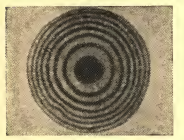


Рис. 325.

Итак, произведение двух сопряжённых волновых функций равно квадрату их модуля. Следовательно, произведение $\psi\cdot\psi^*$ сопряжённых волновых функций оценивает интенсивность света.

Этому выражению можно придать более удобный вид. Напишем произведение волновых функций в обобщённом виде по формуле (8′):

$$\psi\cdot\psi^* = \psi_0 e^{\frac{2\pi i}{h}[Et-\overline{pr}]}\cdot\psi_0^* e^{-\frac{2\pi i}{h}[Et-\overline{pr}]} = \psi_0\cdot\psi_0^*. \tag{9′}$$

Это значит: произведение комплексных амплитуд двух сопряжённых волновых функций определяет распределение интенсивности света в световом поле, например в поле интерференции; следя за изменением этого произведения, оцениваем интенсивность света в разных областях поля.

Таково заключение о распределении интенсивности с точки зрения волновой теории.

2. Переходим к квантовой теории. С точки зрения квантовой оптики интенсивность света больше в тех местах картины интерференции в фокальной плоскости трубы, в которые попадает больше фотонов за одну секунду. Если будем называть плотностью потока фотонов число фотонов, попадающих в единицу времени на единицу площади, то можно сказать, что распределение интенсивности света соответствует распределению плотности потока фотонов на данной освещённой плоскости.

3. Сопоставляя обе точки зрения — волновую и квантовую — находим соответствие между квадратом модуля амплитуды световой волны и плотностью

фотонов в данном месте освещённой плоскости; квадрат модуля амплитуды волны характеризует плотность потока фотонов, и обратно.

Если перейти от освещённой плоскости к объёму, заполненному излучением, например к объему между электрической дугой и экраном, то приведённое выше заключение выразится так: квадрат модуля амплитуды световой волны в данном элементе объёма dv пропорционален числу фотонов, попадающих в этот объём в единицу времени:

$$\psi_0 \cdot \psi_0^* \cdot dv = kN, \qquad (10)$$

где N—число фотонов, появившихся в dv в единицу времени.

В этих последних заключениях выражен тот замечательный синтез волновых и корпускулярных воззрений на свет, на возможность которого впервые указал Де Бройль.

II. До сих пор рассматривали поток фотонов и его распределение в картине интерференции, например, колец Ньютона. Если перейти к вопросу об одном фотоне, именно к вопросу о его попадании в данное место фокальной плоскости трубы, то вероятность этого события будет пропорциональна плотности потока фотонов в этом месте: чем больше фотонов будет в данном месте плоскости, тем вероятнее, что и данный фотон будет в их числе (I, § 173).

Следовательно, места с большей плотностью потока фотонов являются в то же время и местами большей вероятности попадания в них отдельных фотонов, и обратно — местам с малыми плотностями потоков фотонов соответствуют малые вероятности попадания отдельных фотонов.

Такое же заключение справедливо и для нахождения отдельного фотона в данном элементарном объёме dv.

Таким образом, распределение плотности фотонов в потоке для отдельных фотонов равносильно распределению вероятностей попадания одного фотона в данное место плоскости или в данный элемент объёма.

Отсюда заключаем: квадрат амплитуды световой волны в данном объёме dv пропорционален вероятности попадания отдельного фотона в этот объём.

Представление о потоке фотонов и о распределении отдельных фотонов позволило нам выяснить значение волновой функции. Но по основной идее Де Бройли не только фотону, но и всякой движущейся частице соответствует волна и волновая функция ψ, комплексное выражение которой даёт формула (8'). Поэтому все заключения, данные о волнах и волновых функциях фотонов, следует распространить на волны и на волновые функции всех частиц.

Итак, предыдущее заключение формулируем в обобщённом виде: квадрат модуля амплитуды волны Де Брольи всякой частицы в объёме dv, т. е. величина $\psi_0 \cdot \psi_0^* \cdot dv$ пропорциональна вероятности попадания этой частицы в объём dv.

Это утверждение является одним из основных постулатов квантовой механики; многочисленные применения квантовой механики к частным вопросам всегда подтверждают его правильность.

Таким образом, выяснен физический смысл волновой функции. Если ψ есть волновая функция, характеризующая движение частицы, то вероятность для этой частицы попасть в объём dv равна $\psi_0 \cdot \psi_0^* \cdot dv$. Следовательно, волновая функция ψ характеризует вероятность распределения частиц в пространстве.

Важно отметить, что обычная механика определяет траектории движения тел и частиц, а квантовая механика, оперирующая с волновыми функциями, определяет вероятности распределения частиц и тем вводит статистику в решение этих задач. Ясно, что для решения вопроса о статистическом распределении частиц необходимо иметь возможность находить волновые функции частиц при данных условиях задачи. Эту возможность находить волновые функции частиц даёт уравнение Шредингера, полученное им в 1926 г.

В. УРАВНЕНИЕ ШРЕДИНГЕРА

213. Основное уравнение квантовой механики имеет целью связать волновую функцию ψ (формула 8 и 8′) с общими характеристиками частицы и её движения. Для установления этой связи есть несколько приёмов; рассмотрим один из них.

Начнём с наиболее общего положения о свободном движении частицы m,—с выражения её кинетической энергии T:

$$T = \frac{mv^2}{2};$$

вводя сюда количество движения $p = mv$, преобразуем выражение T:

$$T = \frac{p^2}{2m}. \qquad (a)$$

Значение величин T и p связываем с значениями волновой функции ψ (формула 8) и тем вводим в механическое уравнение (a) идеи квантовой теории и идеи о волнах Де Брольи. Для этого находим частные производные функции ψ, сначала по t, за-

тем по x, заменив в её выражении полную энергию E кинетической Т, так как частицу предполагаем свободной:

$$\psi = \psi_0 e^{\frac{2\pi i}{h}[\mathrm{T}\cdot t - px]}.$$

1. $$\frac{\partial\psi}{\partial t} = \psi_0 e^{\frac{2\pi i}{h}[\mathrm{T}\cdot t - px]} \cdot \frac{2\pi i}{h}\cdot \mathrm{T} = \frac{2\pi i}{h}\,\mathrm{T}\cdot\psi.$$

Из уравнения:

$$\frac{\partial\psi}{\partial t} = \frac{2\pi i}{h}\,\mathrm{T}\cdot\psi \qquad (б)$$

находим Т:

$$\mathrm{T} = -i\frac{h}{2\pi}\frac{\partial\psi}{\partial t}\cdot\frac{1}{\psi}. \qquad (в)$$

2. Так же:

$$\frac{\partial\psi}{\partial x} = -\frac{2\pi i}{h}p\cdot\psi;\quad \frac{\partial^2\psi}{\partial x^2} = -\frac{4\pi^2}{h^2}p^2\psi;$$

находим p^2:

$$p^2 = -\frac{h^2}{4\pi^2}\cdot\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2}\cdot\frac{1}{\psi}. \qquad (г)$$

3. Подставив значения величин Т и p^2 в исходное соотношение (а), будем иметь:

$$-i\frac{h}{2\pi}\cdot\frac{\partial\psi}{\partial t}\cdot\frac{1}{\psi} = -\frac{h^2}{8\pi m}\cdot\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2}\cdot\frac{1}{\psi};$$

$$\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2} = \frac{4\pi i m}{h}\cdot\frac{\partial\psi}{\partial t}.$$

Наконец, заменив производную $\frac{\partial\psi}{\partial t}$ её значением (б), составим искомое уравнение:

$$\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2} = -\frac{8\pi^2 m}{h^2}\,\mathrm{T}\cdot\psi;$$

$$\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2} + \frac{8\pi^2 m}{h^2}\,\mathrm{T}\cdot\psi = 0. \qquad (11)$$

Это и есть уравнение Шредингера — основное уравнение квантовой механики — для простейшего случая движения свободной частицы вдоль оси X.

Как видим, состав его удовлетворяет поставленным требованиям: механические характеристики частицы m и Т в нём связаны с комплексными выражениями функции ψ и квантовой характеристикой h.

Уравнение Шредингера следует обобщить в двух отношениях:

1. Если направление движения частицы не совпадает с осью X, то весь процесс установления уравнения Шредингера надо начать с волновой функции, как она дана в формуле (8′).

Выполнив весь цикл вычислений, получим уравнение Шредингера в новой форме:

$$\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2}+\frac{\partial^2\psi}{\partial y^2}+\frac{\partial^2\psi}{\partial z^2}+\frac{8\pi^2 m}{h^2}\,\mathrm{T}\cdot\psi=0.$$

Первые три члена записывают кратко:

$$\Delta\psi=\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2}+\frac{\partial^2\psi}{\partial y^2}+\frac{\partial^2\psi}{\partial z^2};$$

это выражение $\Delta\psi$, обозначающее ряд операций, выполненных с функцией ψ, называется оператор Лапласа. Уравнение Шредингера получает вид:

$$\Delta\psi+\frac{8\pi^2 m}{h^2}\,\mathrm{T}\cdot\psi=0. \qquad (12)$$

2. Если частицу нельзя считать свободной, если она движется в некотором силовом поле (в поле тяготения, в электрическом поле и т. д.), то она обладает потенциальной энергией П; полная энергия E выразится так:

$$E=\mathrm{T}+\Pi,$$

а кинетическая:

$$\mathrm{T}=E-\Pi.$$

Поэтому уравнение Шредингера получит вид:

$$\Delta\psi+\frac{8\pi^2 m}{h^2}(E-\Pi)\,\psi=0. \qquad (13)$$

214. Из всего вышеизложенного выясняется метод квантовой механики:

1. По данным и условиям задачи составляется уравнение Шредингера.

2. Решение этого уравнения определяет волновую функцию ψ для данной задачи.

3. Зная волновую функцию, составим величину $\psi_0\cdot\psi_0^*\cdot dv$, которая определит вероятность того, что частица в данный момент времени находится в объёме dv.

Отметим ещё раз, что уравнение Шредингера не ставит вопрос о траектории частицы, а лишь определяет статистическую вероятность распределения частиц, причём сама волновая функция однозначна, конечна и непрерывна для всех значений координат согласно её физическому смыслу.

4. Решение уравнения Шредингера обнаруживает, что не при всех значениях энергии можно получить непрерывную и конечную волновую функцию. Эти дискретные значения энергии, при которых появляется непрерывная и конечная волновая функция, вводит процесс квантования состояний частицы, делая отбор, среди всевозможных её состояний, тех, которые реально осуществимы.

Этот метод был прежде всего применён к решению тех задач, которые были поставлены теорией Бора — о строении атома водорода (§ 191) и других более сложных атомов. При этом отпал вопрос об орбитах и движении электронов, но остался вопрос о дискретных уровнях энергии и возникла проблема вероятности пространственно-временного распределения электронов, иначе — о совокупности точек, для которых велика вероятность нахождения в них электрона.

Рис. 326.

Для решения этих вопросов пришлось прибегнуть к громоздкому и своеобразному математическому аппарату.

Рассмотрим один, сравнительно простой, пример применения квантовой механики.

215. Представим себе частицу с массой m (в частности, электрон) на дне потенциальной ямы OC (рис. 326, I, § 199); яма прямоугольная и на всех точках её дна OC можно считать потенциальную энергию частицы $\Pi = 0$, а на границах ямы при $x = 0$ и $x = OC = a$ потенциальная энергия неограниченно возрастает.

Уравнение Шредингера для частицы в потенциальной яме напишется в таком виде:

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{8\pi^2 m}{h^2} T \cdot \psi = 0.$$

Упростим это уравнение, введя обозначение:

$$k^2 = \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2$$

и далее по формуле Де Бройля (стр. 377):

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{p}{h} = \frac{\sqrt{2mT}}{h},$$

следовательно:

$$k^2 = \frac{4\pi^2}{\lambda^2} = \frac{8\pi^2 mT}{h^2}. \qquad (14)$$

Поэтому уравнение Шредингера изобразится так:

$$\frac{d^2\psi}{dx^2}+k^2\psi=0.$$

Это дифференциальное уравнение имеет общее решение:

$$\psi=Ae^{ikx}+Be^{-ikx}. \qquad (15)$$

При решении задач методом квантовой механики большое значение имеет исследование «краевых» или «граничных» условий, которое выясняет смысл математически полученных результатов.

В данном случае при краевых условиях $x=0$ и $x=a$ потенциальная энергия $\Pi\rightarrow\infty$, а волновая функция $\psi\rightarrow 0$.

Поэтому:

$$\begin{aligned}&\psi(0)=0;\quad A+B=0;\ A=-B;\\&\psi(a)=0;\quad Ae^{ika}+Be^{-ika}=0.\end{aligned} \qquad (а)$$

Последнее равенство даёт:

$$e^{ika}-e^{-ika}=0;\quad 2i\sin ka=0.$$

Это значит:

$$ka=n\pi;\quad n=1,\ 2,\ 3\ \ldots$$

или:

$$k=\frac{2\pi}{\lambda}=n\cdot\frac{\pi}{a};\quad \lambda=\frac{2a}{n}. \qquad (б)$$

Этот результат имеет простой физический смысл: движение частиц в потенциальной яме обусловлено требованием, чтобы их волны Де Бройли имели длины:

$$\lambda=2a,\ a,\ \frac{2}{3}a,\ \frac{1}{2}a\ldots \qquad (в)$$

При граничных условиях (а), (б), (в) волновая функция, выражаемая уравнением (15), принимает вид:

$$\psi=A\left(e^{ikx}-e^{-ikx}\right)=2iA\sin\frac{n\pi}{a}x. \qquad (16)$$

Имея волновую функцию, можем составить выражение $\psi_0\cdot\psi_0^*$ для оценки вероятности того, что частица будет находиться в интервале x и $(x+1)$ на оси X (формула 9):

$$\psi\cdot\psi^*=4A^2\sin^2\frac{n\pi}{a}x.$$

Чтобы придать этому результату более реальный смысл, выясним значения чисел n и a.

1. Из формул (14) и (б) имеем:

$$\mathrm{T}=\frac{h^2}{8ma^2}n^2;\quad n=1,2,3\ \ldots$$

Число n, появившееся в силу граничных условий задачи, оказалось квантовым числом, определяющим дискретный ряд значений кинетической энергии частицы в потенциальной яме:

$$\mathrm{T}_1,\ \mathrm{T}_2,\ \mathrm{T}_3\ \ldots$$
$$\mathrm{T}_1,\ 4\mathrm{T}_1,\ 9\mathrm{T}_1\ \ldots\ n^2\mathrm{T}_1,$$

где

$$T_1 = \frac{h^2}{8ma^2}.$$

Итак, дискретный ряд квантовых значений энергии частицы естественно вытекает из граничных условий задачи.

2. Возьмём определённый вид частицы — электрон в атоме; энергию его можно положить (§ 182) ~ 10 *э-в*. Размер — ширина потенциальной ямы для электрона определится из формулы:

$$a = \frac{h}{2\sqrt{2mT}} \sim 10^{-8} \text{ см}.$$

Это число совпадает с линейными размерами атома, границы которого являются потенциальным барьером для электрона.

Для протона в ядре величину энергии можно положить $\sim 10^6$ *э-в*; тогда из предыдущей формулы находим $a \sim 10^{-12}$ *см*; это число совпадает с линейными размерами ядра.

Эти примеры показывают, что электрон в атоме и протон в ядре можно рассматривать как частицы, находящиеся в потенциальных ямах, причём размеры ямы определяют возможные волны Де Бройля и квантовые дискретные уровни энергии частицы (электрона) при её стационарных состояниях.

VI. СООТНОШЕНИЕ НЕОПРЕДЕЛЕННОСТЕЙ

216. Прекрасно изученная и широко развитая ньютоновская механика макроскопических систем пользуется точно определёнными понятиями — траектория, скорость, ускорение, масса, импульс — и вводит их в свои уравнения; для этого необходимо уметь измерять соответствующие величины. Как известно, установление систем единиц и методов осуществления механических измерений, а также и построение инструментов для этих измерений представляют собой в основном завершённую область физических исследований, обеспечивающую высокую точность макроскопических измерений всех величин, входящих в механические уравнения. Известно также, как механика Ньютона-Лагранжа охватила постепенно вопросы астрономии, транспорта, строительного дела, вообще техники и, наконец, проблемы молекулярного мира, чем было положено начало кинетической теории материи.

В XX в. явилась необходимость приложить испытанный аппарат механики в совершенно новой области—к атомным процессам, изучение которых было начато опытными исследованиями Рентгена, Беккереля, Дж. Дж. Томсона, Резерфорда и других экспериментаторов. Когда пришло время построить теорию процессов в атоме прежде всего, конечно, обратились к тем законам «классической» механики, которые столь хорошо служили и служат в применении к макроскопическим явлениям. Как было выяснено (§ 181), эта попытка потерпела неудачу: оказалось невозможным построить

наглядную механическую картину атома; Планк и Бор при построении теории атомных процессов, которая удовлетворяла бы прежде всего экспериментальным законам излучения энергии, т. е. точным данным спектроскопии, решительно порвали с классической механикой, введя новые квантовые принципы, которые затем легли в основу «новой», квантовой механики.

Мы видели (§ 205 и сл.), что сочетание волнового и корпускулярного описания ведёт к более глубокому и всестороннему описанию явлений. Но при этом самое исследование атомных процессов и результаты, к которым оно приходит, приобретают черты статистические; находим вероятность события (например, вероятность столкновения электрона и фотона), гарантирующую точность результата до известной степени.

То, что существует отдельный электрон как частица, установлено длинным рядом неопровержимых наблюдений со времени знаменитых опытов Дж. Дж. Томсона (II, § 174); затем об этом же говорят фотоэффект, электронная эмиссия, наблюдения в камере Вильсона и другие опыты. Следовательно, можно ставить вопрос о положении электрона в данный момент, т. е. о его координатах и о его импульсе. При этом мысленному взору представляется модель атома Резерфорда-Бора, орбиты электронов и их квантовые переходы с одного уровня на другой. Как было отмечено, это модельное изображение атома лишь до известной степени соответствует действительности; оно даёт нам наглядное изображение, какова вероятная общая картина процессов в атоме, но не может выяснить точно их деталей и не может следить за индивидуальными процессами с отдельными частицами.

Возникает вопрос о наблюдении не единичного явления, а о массовом статистическом их изучении, причём ближайшей целью этой статистики является определение вероятности распределения частиц и вероятности течения процессов. Так, вместо возможно точного определения координат, траекторий, импульсов, энергии, которое составляет главную цель макромеханики и микромеханики, возникает задача определения интервалов, в которых могут с наибольшей вероятностью заключаться значения этих величин. Как мы видели (§ 212, 213), таково именно значение функции ψ, определяемой при решении уравнения Шредингера.

217. Гейзенберг, один из основателей квантовой механики, обобщил эти соображения о точности измерений в микромеханике и нашёл общее выражение связи между достижимыми пределами точности при измерении основных величин, характеризующих процессы в атоме (1927).

Приведём результат, который получил Гейзенберг, выясняя принципиально возможные наблюдения с точки зрения волн и с точки зрения частиц. Результат этот выражается так:

$$\Delta q \cdot \Delta p \geqq h; \qquad (1)$$

здесь Δq — мера неопределённости в оценке положения частицы, Δp — мера неопределённости в определении импульса; эти неточности обратно пропорциональны друг другу, и произведение их всегда больше постоянной Планка h. «Это соотношение неопределённостей при измерении величин даёт, как говорит Гейзенберг, границы, до которых могут быть применимы понятия корпускулярной теории» при данном её состоянии.

Следовательно, соотношение неопределённости даст принципиальный предел точности наблюдений в области атомных процессов, в области микромеханики, где мы имеем дело с минимальными массами и огромными скоростями.

В правой части соотношения (1) стоит постоянная Планка — независимая от измеряемых величин и от процессов измерения. Это значит, что это соотношение выражает общий закон природы, смысл которого состоит в том, что механические характеристики движения—импульс и координаты имеют для микрочастиц ограниченное значение, пределы которого налагает квантовая природа процессов в микромире.

Так, если поставим вопрос, с какой точностью можно определить скорость электрона внутри атома, то, положив неточность в определении положения совпадающей с размерами атома, т. е. приняв $\Delta x = 10^{-8}$ *см*, находим из соотношения (1):

$$\Delta x \cdot m \Delta v \geqq h;$$

$$\Delta v = \frac{h}{m \cdot \Delta x} = \frac{6,6 \cdot 10^{-27}}{9,1 \cdot 10^{-28} \cdot 10^{-8}} = 7,3 \cdot 10^{8} \ \frac{\text{см}}{\text{сек}}.$$

Такой результат говорит, что при этих условиях скорость электрона становится величиной неопределимой, ибо неточность при её определении имеет примерно тот же порядок, что и сама искомая величина (§ 183).

Но если применить соотношение (1) к макромеханике, приходим к совершенно иным заключениям.

Пусть имеем шарик с массой $m = 1$ *мг*; положение его при помощи микроскопа можем определить с погрешностью примерно до $\Delta x = 10^{-4}$ *см*. Тогда соотношение неточностей даёт:

$$\Delta v = \frac{h}{m \Delta x} = \frac{6,6 \cdot 10^{-27}}{10^{-3} \cdot 10^{-4}} = 6,6 \cdot 10^{-20} \ \frac{\text{см}}{\text{сек}}.$$

Ясно, что никакой метод измерения скорости массы $m = 1$ *мг* не может дать такой точности, которая принципиально достижима в этом случае;

разнообразные практические ошибки наблюдения внесут гораздо большую неточность при попытке экспериментально определить скорость этого шарика. Таким образом, в области макромеханики принципиальный предел точности исследования далеко отодвинут за пределы экспериментальных возможностей.

Вышеприведённое соотношение Гейзенберга

$$\Delta q \cdot \Delta p \geqq h, \tag{1}$$

называется «соотношением неопределённостей» или «соотношением неточностей» при измерении величин; оно даёт границы, до которых могут быть применимы понятия корпускулярной теории. Выходящее за пределы формулы (1), «более точное» определение величин «положение», «скорость» и т. п. так же бессодержательно, как применение слов, смысл которых не установлен.

218. Не вытекает ли из последних рассуждений заключение, что задачи микромеханики вообще не могут быть предметом иссле-



Рис. 327.

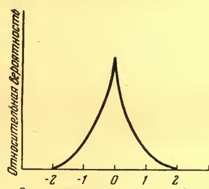


Рис. 327а.

дования, претендующего на точность? Конечно, это было бы заключением неправильным. Мы, несомненно, наблюдаем отдельные микрочастицы (α-частицы, электрон), и соотношение неопределённостей предостерегает лишь от поспешных заключений о движении и поведении этих отдельных, индивидуальных частиц; попытки определить положение, орбиту или скорость данного электрона в исходный момент наблюдения связаны с неточностями, которые принципиально ограничивают годность результатов. Но общий метод микромеханики — идёт ли речь о газовых молекулах или об электронах — это статистический метод исследования средних значений, определяемых на основа-

нии изучения вероятностей распределения частиц, их скоростей, взаимодействия и т. д. Таков метод квантовой механики — изучение свойств единичного микроявления при помощи статистического изучения закономерностей ансамбля таких явлений (§ 212). Этот метод плодотворно применяется учёными в области изучения атомных процессов.

При большой скорости движения электронов их вероятностное распределение в атоме за некоторый промежуток времени представилось бы нам (если бы могли видеть или фотографировать атом) в виде облака или туманного пятна (рис. 327), наиболее густого там, где вероятность нахождения электрона больше, в тех точках, в которых можно ожидать чаще его найти (рис. 327а).

Как было уже отмечено (стр. 392), самое понятие об орбитах электронов с этой точки зрения сводится к статистическому понятию о совокупности точек, для которых особенно велика вероятность пребывания в них электронов; это скорее вопрос о пространственном распределении частиц, чем о движении частиц, как это было пояснено при решении уравнения Шредингера.

Глава VIII

ЯДРО АТОМА

I. ИСКУССТВЕННОЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЕ АТОМОВ

А. ВВЕДЕНИЕ

219. Исследования превращения атомов при явлениях радиоактивности ещё в начале XX в. установили (§ 166) состав излучения при распаде атомов. Так как мы знаем, что по теории Резерфорда-Бора почти вся масса атома сосредоточена в его ядре, то сначала было сделано естественное заключение о том, что в состав всех ядер входят протоны, α-частицы и электроны, которые назывались «внутриядерными» в отличие от «планетарных»; α-лучи свидетельствовали о внутриядерной энергии и о степени «жёсткости» связей, которые обусловливали устойчивость ядра. Огромная литература была посвящена развитию разнообразных теорий строения ядра из указанных ингредиентов, и ещё большее число литературных произведений — критике и опровержению этих теорий. Ни одна из многочисленных теорий не могла быть обоснована сколько-нибудь прочно. И это понятно теперь, почему: лишь в последние десятилетия возникли основные идеи о волнах, связанных с движением частиц, потенциальных барьерах внутри ядер и лишь с 1932 г. стали известны новые элементарные частицы — нейтроны, позитроны, дейтроны, которые играют основную роль в строении и при превращении ядер.

В 1919 г. Резерфорд сделал одно из величайших открытий, доказав возможность искусственного разрушения и превращения атомных ядер, под действием быстрых α-частиц. Этот факт он объявил в знаменитом мемуаре: «Аномальный эффект в азоте», так как впервые было доказано искусственное разложение именно атомов азота.

Эти опыты Резерфорда положили начало работам, продолжающимся до нашего времени; цель их — познать состав и строе-

ние атомных ядер, изучить силы взаимодействия между частицами ядра, оценить энергию связи этих частей. Эти исследования натолкнулись на ряд затруднений, которые и до сих пор не могут считаться устранёнными.

Прежде чем перейти к обзору работ по исследованию ядра, рассмотрим три вопроса, которые можно считать введением в теорию ядра.

1. Потенциальные барьеры ядер

220. Твёрдо установлено, как увидим дальше, что атомные ядра всех элементов состоят из протонов, несущих положительный заряд $+e$ и нейтронов, не имеющих никакого заряда; их комбинациями являются α-частицы — ионы гелия. Так как большинство ядер устойчиво и не обнаруживает признаков радиоактивности, то возникают серьёзные затруднения.

1. Каким образом возможно устойчивое образование из частиц с зарядами одного знака?

2. При каких условиях в некоторых ядрах эта устойчивость нарушается и начинается α-распад ядра?

Попытки разрешить эти противоречия привели к созданию теории радиоактивности, которая развита на основе квантовой механики. Рассмотрим основные идеи этой теории.

Исследования Р е з е р ф о р д а о рассеянии α-частиц (§ 176) ввели представление о том, что α-частица, проникая в атом, при приближении к ядру затрачивает свою кинетическую энергию на работу против сил поля ядра:

$$\frac{m_\alpha v^2}{2} = \frac{2e^2 Z}{r}$$

и с некоторого минимального расстояния r_m отбрасывается от ядра под определённым углом. Но при значительной v и малом eZ возможно для быстрых α-частиц очень близко подойти к ядру, на очень малое расстояние r_m; тогда α-частицы к а к б ы наносят ядру удар, и возникает искусственное преобразование атома, например азота.

Представим себе тяжёлый шарик, вкатывающийся по жёлобу AB (рис. 328). Его кинетическая энергия затрачивается на работу против силы тяжести на подъёме AB; может случиться, что он не достигнет точки B, энергия его будет раньше исчерпана, и шарик скатится назад. Но если он достигнет точки B, резко меняется характер действующих на него сил; шарик на пути BC уже не затрачивает, а накапливает энергию. С внешней стороны явление представляется так, как будто до точки B на шарик действовали отталкивательные силы. Следовательно, весь процесс зависит от того, хватит ли у шарика энергии, чтобы преодолеть энергетический или «п о т е н ц и а л ь н ы й б а р ь е р» (I, § 199).

Конечно, то же самое можно сказать и об обратном ходе явления по пути CBA: чтобы выбраться из области C, надо иметь энергию для преодоления того же потенциального барьера.

Эту механическую картину можно применить к движению α-частиц и попытаться на её основании истолковать как явление радиоактивности, так и устойчивость ядер большинства атомов.

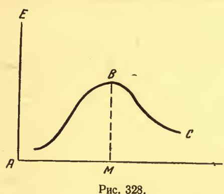


Рис. 328.

Исследования Резерфорда рассеяния α-частиц установили, что закон Кулона проявляет своё действие в тяжёлых атомах (U, Th) на близких расстояниях от ядра; так, для урана действие закона Кулона установлено на расстояниях $3\cdot10^{-12}$ *см*. На меньших расстояниях силы взаимодействия α-частиц и ядра приобретают иной характер, именно проявляются ядерные силы притяжения α-частиц к ядру. Было предположено, что ядро O (рис. 329) со всех сторон окружено потенциальным барьером AB—CD на расстоянии порядка 10^{-13} *см*; до этого барьера силы взаимодействия регулируются законом Кулона, для α-частиц это отталкивательные силы: за барьером, ближе к ядру характер сил меняется — это уже силы притяжения. Это именно те силы, которые обусловливают взаимную связанность частей ядра и его устойчивость. В области, очень близкой к ядру, на расстояниях порядка 10^{-13} *см*, изменяется знак силы и появляются силы притяжения.

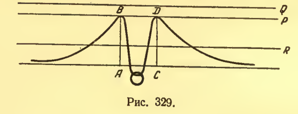


Рис. 329.

Так, в атоме урана на расстоянии примерно $3\cdot10^{-12}$ *см* находится потенциальный барьер $P_u = AB$:

$$P_u = \frac{2e^2Z}{r_m} = \frac{2\,(4,8\cdot10^{-10})^2\cdot92}{3\cdot10^{-12}} = 14{,}10^{-6}\ \text{эрг} = 8{,}7\cdot10^{6}\ \text{э-в}.$$

Подобным образом можно вычислять потенциальные барьеры и других ядер. Конечно, эти значения P дают минимальные значения; действительные потенциальные барьеры будут не меньше P.

С точки зрения механики всякая α-частица, энергия которой $Q>P$ (рис. 329), будет в состоянии «взять» потенциальный барьер P и может проникнуть в ядро. Но частица, имеющая энергию $R<P$, не преодолеет сил отталкивания и, не достигнув вершины барьера P, будет рассеяна ядром. Точно так же всякая α-частица с энергией меньше P, находящаяся внутри ядра, не может из него выбраться, если не будет на неё внешнего воздействия, которое подняло бы её энергию на более высокий уровень.

221. Таким образом, по этим воззрениям именно потенциальный барьер гарантирует устойчивость ядра, и достаточная высота этого барьера обусловливает то, что большинство атомов нерадиоактивны.

Но радиоактивность — самопроизвольный распад атомных ядер — есть факт и довольно распространённый в природе, как мы видели. При этом возникает основное затруднение: энергия α-частиц при радиоактивном распаде сплошь и рядом меньше потенциального барьера; так, ядро урана выбрасывает α-частицы с энергией $6{,}6\cdot 10^{-6}$ *эргов* $=4{,}2\cdot 10^{6}$ *э-в*. Появляется вопрос, почему же α-частица проходит через барьер, высота которого $P_u=8{,}7\cdot 10^{6}$ *э-в*, больше энергии α-частицы? Нужно было бы ожидать, что α-частицы урана навсегда останутся в его ядре и что без внешних воздействий не может быть распада ядра урана, т. е. что уран нерадиоактивен. Однако известно, что уран радиоактивен и что из его ядра самопроизвольно извергаются α-частицы. Это затруднение разрешается, если мы знаем, что всякой частице соответствует волна Де Бройль, которая падает на потенциальный барьер, когда на него налетает α-частица. Значит, можно применить к этому явлению метод квантовой механики (§ 217), составить уравнение Шредингера, найти волновую функцию и определить значение $\psi\cdot\psi^*$, которое оценивает вероятность перехода волны и α-частицы через потенциальный барьер данного атома. Степенью этой вероятности решается вопрос о радиоактивности атома.

Не приводя математического анализа явления, пример которого дан выше (§ 215), остановимся на вытекающих из него выводах.

При помощи исследования решений уравнения Шредингера можно вычислить «коэффициент прозрачности» барьера существующих ядер и показать, что для радиоактивных ядер коэффициент прозрачности таков, что некоторое число волн и частиц проходят за барьер. Этот вывод математического исследования вероятности распределения волн и частиц удостоверяет, что для частиц, имеющих потенциальную энергию Π (рис. 329), существует некоторая конечная вероят-

ность проникнуть за потенциальный барьер P, хотя $P > \Pi$. Такой вывод невозможен с точки зрения обычной механики, но он возможен с точки зрения квантовой механики, которая рассматривает не движение одной, изолированной частицы, а статистическую вероятность распределения волн и частиц при заданных значениях их энергий.

Для урана (U^{238}_{92}) период полураспада велик $T=4{,}5\cdot 10^9$ лет (§ 169), поэтому вероятность вылета α-частиц мала; однако существует некоторая вероятность этого явления, и потому уран радиоактивен.

2. Эффективное сечение

222. Тщательное и кропотливое изучение прохождения α-частиц через вещество позволило Резерфорду доказать, что, во-первых, ядра атомов имеют очень малые размеры (§ 181) и, во-вторых, всякий атом в высшей степени проницаем, ядро и электроны разделены огромными расстояниями по сравнению с их размерами (§ 184, 186); даже в атоме самого тяжёлого атома урана (92 электрона) лишь одна десятимиллиардная часть его объёма занята ядром и электронами. Поэтому те тучи α-частиц, которые извергает из себя радиоактивное тело, вообще свободно проходят через встречные атомы и лишь немногие из них (в азоте — одна частица на 300 000) прямо или почти прямо налетают на ядро или близко к нему подходят; при этом они терпят отклонения, наблюдаемые в камере Вильсона (рис. 290).

Отсюда видно, что вероятность ядерных реакций весьма мала; является вопрос: как её оценить? Пусть на пути потока частиц — электронов, α-частиц и т. п. — находится ядро атома или вообще какой-нибудь силовой центр. Огромное число частиц этого потока пройдёт от него так далеко, что их движения не потерпят изменения, и лишь некоторые из них пройдут близко от этого центра, или даже прямо налетят на него; движения этих частиц будут изменены вследствие возникшего взаимодействия.

Представим себе площадь круга, перпендикулярного к направлению потока частиц (или лучей), в центре которого находится ядро атома.

Если эта площадь по своим размерам такова, что пролёт через неё частицы изменяет её движение, вследствие взаимодействия с ядром, то такую площадь называем эффективным сечением для данного процесса, например для столкновения α-частицы с ядром атома.

Зная порядок числового значения радиуса ядра r (§ 180, $r < 10^{-12}$ *см*), находим порядок наименьшего значения эффективного сечения $\sigma=\pi r^2$ для процесса «столкновения» α-частицы с ядром: $\sigma=3\cdot 10^{-24}$ *см*^{2}. Как видим, сечение это очень мало, и потому, в частности, столь мала вероятность тех ядерных реакций, о которых

идёт речь; из миллионов α-частиц единицы попадают в эффективное сечение и, видимо, изменяют своё движение, иногда нарушая целость ядра атома.

3. Дефект массы

223. Астон при его исследованиях по точнейшему определению атомных весов при помощи масс-спектрографа (II, § 189, 190, 191) обнаружил, что в сложных атомах наблюдается систематический дефект массы: масса сложного ядра несколько меньше суммы масс входящих в него частей. Эта разница между массами, входящими в состав ядра атома, и массой его ядра, пропорциональна той энергии, которая затрачена на связь частей ядра[1].

Таким образом, подходим к очень важному вопросу: зная эту энергию связи, определяем работу, совершённую при сближении частиц в процессе образования ядра, и можем оценить огромные ядерные силы, связывающие части ядра в одно целое.

Сначала разберём один простой пример.

Атомный вес[2] гелия $A_{He}=4{,}00389$, грамм-атом его 4,00389 *г*; атомный вес водорода $A_H=1{,}00827$, грамм-атом его 1,00827 *г*, поэтому $4A_H=4{,}03308$; следовательно, обнаруживается дефект массы на каждый грамм-атом гелия:

$$\Delta m = 4A_H - A_{He} = 4{,}03308 - 4{,}00389 =$$
$$= 0{,}029 \text{ грамма на грамм-атом (около } 0{,}7\%).$$

Подобные же дефекты массы наблюдаются при множестве иных явлений, когда происходит образование сложных и тяжёлых ядер атомов; в дальнейшем обозрении современных учений физики нам часто придётся встречаться с этим явлением.

Рассмотрим подробно процесс возникновения дефекта массы.

Когда ядра простых атомов (например, водорода) сближаются под действием ядерных сил для образования более сложного атомного ядра (например, гелия), происходит преобразование потенциальной энергии атомной системы в кинетическую энергию частиц и γ-квантов; возникшие при этом γ-кванты излучаются.

Механический пример: камень падает на Землю; потенциальная энергия его при сближении с Землёй переходит в кинетическую энергию камня и при ударе обращается в кинетическую энергию молекулярного движения, которая отчасти излучается (тепловые кванты).

---

[1] Он называл его Packing-effect—упаковочный эффект, т. е. та энергия, которая пошла на «упаковку» частей атома.

[2] По физической шкале, см. стр. 417.

Происходящее при образовании ядра сложного атома (гелия) γ-излучение уносит энергию ΔE, которая по известному соотношению (§ 122) может быть выражена так:

$$\Delta E = c^2 \cdot \Delta m,$$

где Δm—уменьшение массы, или д е ф е к т м а с с ы атомной системы, пропорциональный излучаемой ею энергии ΔE. Эта энергия ΔE, излучаемая при образовании ядра сложного атома, называется э н е р г и е й с в я з и, так как именно эту энергию надо затратить извне, чтобы разрушить ядро атома гелия или другого сложного атома на его элементарные части.

Излученные γ-кванты уносят с собой свойственную им массу:

$$\Delta m = \frac{h\nu}{c^2}.$$

Поэтому масса образующегося сложного атома меньше суммы элементарных масс, входящих в его состав; так появляется наблюдаемый д е ф е к т м а с с ы.

224. Итак, весь процесс образования сложного ядра можно внешне описать следующим образом: 1) при сближении элементов ядра потенциальная энергия их переходит в кинетическую энергию движения частицы и в энергию излучаемых квантов; 2) кванты уносят свои массы; обнаруживается дефект массы сложного ядра.

Обратно, величина дефекта массы, рассчитанная на одну частицу в ядре, может служить оценкой величины внутриядерных сил.

Вычислим энергию связи при построении ядра атома гелия:
1) Сначала вычислим энергию связи на грамм-атом гелия:

$$\Delta E = \Delta m \cdot c^2 = 0{,}029 \cdot 9 \cdot 10^{20} = 0{,}261 \cdot 10^{20} \frac{\textit{эргов}}{\textit{г-атом}};$$

перевод в килокалории даёт:

$$\Delta E = \frac{0{,}261 \cdot 10^{20}}{4{,}19 \cdot 10^{10}} = 6 \cdot 10^8 \frac{\textit{ккал}}{\textit{г-атом}} \text{ (ккал на г-атом).}$$

Затраты энергии при химических процессах образования молекул — около 100 *ккал* на грамм-молекулу; из этого видно, как прочно построены ядра атомов гелия, какая громадная энергия, затраченная на их сооружение, выделяется при их образовании.

2) Вычислим энергию связи на один атом гелия:

$$\Delta W = \frac{0{,}261 \cdot 10^{20}}{6{,}023 \cdot 10^{23}} = 0{,}43 \cdot 10^{-4} \frac{\textit{эргов}}{\textit{атом}} = \frac{43 \cdot 10^{-6}}{1{,}601 \cdot 10^{-12}} \frac{\textit{э-в}}{\textit{атом}} = 27 \cdot 10^6 \frac{\textit{э-в}}{\textit{атом}}.$$

3) Наконец, на одну частицу в атоме гелия приходится энергия около $7 \cdot 10^6$ *э-в*.

Итак, 27 миллионов *э-в* есть энергия связи одного атома гелия. Это очень прочное сооружение и может служить, как мы видели, мощным снарядом, способным разрушать ядра других атомов, которых в течение тысячелетий не могли потрясти никакие средства физики и химии.

Имея точные значения атомных весов, можно также вычислить дефект массы, оценивающий энергию связи ядра, и для других атомов; так, для Be ($Z=4$) на атом $\Delta E=56\cdot10^6$ *э-в*, на каждую частицу в ядре $6\cdot10^6$ *э-в* и т. д. Более точно вычисление энергии связи рассмотрим после выяснения вопроса о составе атомных ядер (§ 267).

Обратно, для разрушения ядра атома необходимо: 1) преодолеть потенциальный барьер; 2) преодолеть энергию связи его частей, которая, как мы видим, огромна.

Резерфорд полагал, что для этих целей очень подходящи по их прочности и энергии именно α-частицы, извергаемые радиоактивным веществом.

Б. ПЕРВЫЕ РАБОТЫ РЕЗЕРФОРДА

225. Интенсивный источник α-частиц Ra *C* помещался на диске *R* в аппарате Резерфорда (рис. 285) на расстоянии 3 *мм* от отверстия *B*, закрытого серебряной пластинкой, поглощающая способность которой по отношению к α-частицам была эквивалентна 6 *см* воздуха. Экран сернистого цинка находился на 1 *мм* от *B*; в эту щель вдвигались поглощающие листочки алюминия, золота и т. п. Наблюдая прохождение α-частиц сперва в камере, из которой был удалён воздух, а затем в камере, наполненной сухим воздухом, Резерфорд обнаружил во втором случае «вместо уменьшения увеличение числа сцинтилляций; для поглощения соответствующего приблизительно 19 *см* воздуха число их было приблизительно в 2 раза больше, чем то, которое наблюдалось в вакууме. Из этого опыта ясно, что α-частицы при их прохождении через воздух дают начало сцинтилляциям, соответствующим длинным пробегам, яркость которых для глаза представляется приблизительно равной яркости сцинтилляций H-частиц. Был предпринят ряд систематических наблюдений, чтобы выяснить происхождение этих сцинтилляций».

Дальнейшие опыты установили: 1) частицы с длинными пробегами, например до 28 *см* вместо 7—8 *см*, которые характерны для α-частиц, возникают именно в азоте; в чистом азоте их число в 1,25 раза больше, чем в воздухе, как и надо ожидать, согласно содержанию азота в воздухе; 2) «атомы с большим пробегом, возникающие в азоте как по своему пробегу, так и по яркости возбуждённых ими сцинтилляций, чрезвычайно похожи на H-атомы и, по всем вероятиям, являются атомами водорода. Однако, чтобы

окончательно установить этот важный факт, необходимо определить отклонение этих атомов в магнитном поле». Последующие опыты установили справедливость этого предположения.

Итак, приходим к заключению, имеющему величайшее значение, которое Резерфорд формулирует так:

«Из полученных до сих пор (1919) результатов трудно избегнуть заключения, что атомы с большим пробегом, возникающие при столкновениях α-частиц с азотом, являются не атомами азота, но, по всем вероятиям, атомами водорода, или атомами с массой 2. Если это так, то мы должны заключить, что атом азота распадается вследствие громадных сил, развивающихся при столкновении с быстрой α-частицей и что освобождающийся водородный атом есть составная часть ядра атома азота».

Это явление Резерфорд назвал «аномальный эффект в азоте».

Таким образом, впервые был установлен факт искусственного разрушения обыкновенного, нерадиоактивного атома и впервые можно было написать уравнение ядерной реакции, происходящей при преобразовании атома азота:

$$N_7^{14} + He_2^4 \rightarrow H_1^1 + O_8^{17};$$

здесь O_8^{17}—изотоп кислорода; существование его было позже установлено спектроскопически.

В дальнейших исследованиях подобные опыты были произведены со многими иными элементами: B, F, Na, Al, P и др.

226. Тщательное наблюдение пробегов α-частиц при помощи камеры Вильсона и по методу сцинтилляций обнаружило два факта: 1) H-частицы извергаются не только по направлению удара, т. е. по направлению движения частицы α, но и под разными углами к этому направлению, даже и прямо противоположно скорости α-частицы; 2) наибольший пробег H-частицы почти во всех случаях больше 28 *см*.

Полагая длину пробега пропорциональной кубу скорости (§ 173, $R_0 = \frac{1}{a}v^3$), приходим к заключению, что наблюдаемое явление — вылет H-частицы — не может быть объяснено, как результат упругого удара α- и H-частиц. Приходится понимать это явление так, что самое приближение поля α-частицы к ядру достаточно уже для того, чтобы настолько нарушить равновесие частей ядра внутри его, что один из протонов теряет связь с остальными ингредиентами ядра и выбрасывается из него. Следовательно, при этом возникает электромагнитное, не механическое взаимодействие.

Блеккет и другие сотрудники Резерфорда получили огромное число снимков путей α-частиц при помощи камеры Вильсона (рис. 330). Хотя вероятность столкновения α-частицы с ядром атома очень мала, тем не менее на некоторых фотографиях ясно видны особые «вилки» (рис. 290, 330, 331), а не просто изломы,

которые говорят только о рассеянии α-частиц. Вилки изображают процесс разрушения атома: тонкий след — путь H-частицы (протона), толстый и короткий — путь остатков ядра с захваченной α-частицей (см. реакцию на стр. 410).

Блеккет исследовал стереоскопические снимки и потому мог определить длины ответвлений, образующих вилку, т. е. пробеги после процесса распада ядра его остатка и протона, а значит — и соответствующие скорости и энергии. Замечателен результат этих вычислений: оказывается, что во многих случаях энергия

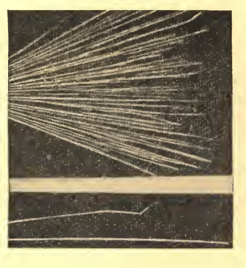


Рис. 330.

Рис. 331.

H-частицы больше, чем энергия налетающей α-частицы; получается при процессе распада атома своеобразный выигрыш энергии.

227. Дополним изложенные сведения о разрушении ядер α-частицами ещё указанием на то, что при бомбардировке атомов α-частицами возникает γ-излучение очень большой жёсткости; энергия квантов этого излучения достигает миллионов электрон-вольт; так, для B—до $7{,}8 \cdot 10^6$, для Be—до $6{,}6 \cdot 10^6$, для Al — до $3{,}0 \cdot 10^6$ *э-в* и т. д.

Исследование излучения, поглощения и рассеяния этих особенно жёстких γ-лучей (§ 170), произведённое многими экспериментаторами в разных странах, показали, что при этом, кроме электронных явлений—фотоэффекта (§ 148) и явления Комптона (§ 158), происходит ещё излучение и поглощение γ-лучей самим ядром; этот последний эффект, называемый аномальным γ-поглощением, особенно заметен в тяжёлых атомах (Sb, Pb, Bi). Предполагали, что при поглощении кванта жёстких γ-лучей происходит

возбуждение ядра с переходом его с одного энергетического уровня E_1 на другой E_2:

$$h\nu = E_2 - E_1,$$

аналогично возбуждению всего атома при электронных явлениях (§ 186). Обратный переход ядра из возбуждённого состояния сопровождается излучением кванта меньшего значения (соответствующего меньшему ν и большему λ).

Объяснение аномального излучения и поглощения γ-лучей будет дано дальше.

В. ВЫСОКИЕ ПОТЕНЦИАЛЫ

1. Протоны и α-частицы

228. В описанных опытах Резерфорда огромные силы связей частей атомных ядер были преодолены действием α-частиц, которым иногда удавалось, благодаря их энергии и прочности, проникнуть в ядро и произвести разрушение его. Затем в течение ряда лет упорно исследовался вопрос: нельзя ли неуправляемый, естественный поток α-частиц, излучаемый редкими радиоэлементами, заменить при процессах разрушения ядер управляемым потоком искусственно созданных ионов? Особенно удобными для этих целей надо признать протоны—ионы водорода, так как они имеют заряды, хотя и положительные, но вдвое меньшие, чем α-частицы; следовательно, протон более легко преодолеет потенциальный барьер ядра и потому нужно считать, что для него больше вероятности проникнуть в недра ядра, чем для иных ионов.

Скорости α-частиц, извергаемых различными радиоактивными элементами, заключаются в границах от $1{,}4 \cdot 10^9$ до $2{,}1 \cdot 10^9 \ \frac{см}{сек}$ (§ 173); если, например, положим $v = 2 \cdot 10^9 \ \frac{см}{сек}$, то энергия α-частиц вычислится так:

$$\frac{m_\alpha v^2}{2} = \frac{1}{2} \cdot 4 \cdot 1{,}67 \cdot 10^{-24} \cdot (2 \cdot 10^9)^2 = 13 \cdot 10^{-6} \text{ эргов} =$$
$$= 13 \cdot 10^{-6} \cdot 0{,}625 \cdot 10^{12} \text{ э-в, около } 8 \cdot 10^6 \text{ э-в.}$$

Следовательно, если какой-либо ион призван заменить α-частицу в процессе искусственного разрушения атомных ядер, ему необходимо сообщить энергию в несколько миллионов электрон-вольт. Эта задача теоретически решается, повидимому, просто: для этого надо потоку ионов, например протонов, сообщить в электрическом поле достаточную скорость (разгон) при помощи высокого потенциала:

$$q \cdot \Delta V = \frac{mv^2}{2};$$

здесь q и m — заряд и масса данного иона. Так, если мы хотели бы протону сообщить энергию, которую имела α-частица в предыдущем примере, то разность потенциалов, которую надо приложить к трубке, где находятся протоны, найдём из этого уравнения:

$$1{,}601 \cdot 10^{-20} \cdot \Delta V = 13 \cdot 10^{-6};$$

$$\Delta V = 8 \cdot 10^{14}\,(CGSM) = 8 \cdot 10^{6}\ \textit{в}.$$

Итак, нужны потенциалы в миллионы вольт для того, чтобы протон мог сыграть в атомных процессах ту же роль, что и α-частица. Тут нет ничего неожиданного, если вспомнить о тех громадных силах, которые связывают части атомных ядер в одно целое; атом непоколебимо противостоял всем попыткам его разрушить, разнообразно повторявшимся в течение веков, именно потому, что не было в распоряжении человека сил одного порядка с силами связи частей ядра атома.

Такие силы появятся, если ввести поток ионов, в частности протонов, в электрическое поле с разностью потенциалов в несколько миллионов вольт. Но образовать это поле необходимо в трубке с высоким вакуумом; если это условие не будет соблюдено, то ионы не будут иметь надлежащей длины свободного пути, частые столкновения с молекулами и атомами заставят их по частям тратить свою энергию, не накопляя её для мощного удара в конце пути, на котором ион мог бы пройти огромную разность потенциалов и получить надлежащий запас кинетической энергии.

Поэтому поставленная задача распадается на две части: 1) осуществление высокой разности потенциалов в миллионы вольт; 2) построение пустотной (вакуумной), трубки, способной выдержать это чудовищное напряжение.

Обе эти задачи оказались технически очень трудными; попытки их решения потребовали исключительных и многолетних усилий выдающихся экспериментаторов и конструкторов. В настоящее время обе задачи решены во многих ведущих лабораториях Европы и Америки, причём это решение добыто весьма разнообразными методами.

2. Метод Кокрофта и Уолтона

229. Первое по времени разрушение ядра атома при помощи потока протонов было осуществлено в 1932 г. в Кэмбридже двумя молодыми учениками и сотрудниками Резерфорда — Кокрофтом и Уолтоном. Они создали совершенно новую высоковольтную установку для последовательного удвоения напряжения при помощи системы конденсаторов и кенотронов — электронных выпрямителей тока (II, § 195). Эту схему они техни-

чески приспособили для целей ядерных реакций. После того как были построены кенотроны и конденсаторы, могущие выдерживать 400 000 *в*, они собрали и привели в действие всю установку.

Четыре кенотрона, поставленные друг на друга в виде башни 4 *м* (рис. 332), и конденсаторы, целесообразно с ними соединённые, учетверяли приложенное напряжение и, таким образом, можно было иметь до 1 200 000 *в*. Это напряжение прилагалось к вакуумной трубке особого устройства, тоже имеющей вид башни (рис. 333). В верхней части её получались протоны при помощи разряда в водороде от особого трансформатора (60*кв*); затем они разгонялись по длине трубки приложенным полем при разности потенциалов 125, 500, 700, 900 *кв* и выносились внизу в аппарат для наблюдений (рис. 334). В нём они встречали пластинку *A* исследуемого вещества (в первых опытах—литий); *C* — пластинка слюды, *B* — экран сернистого цинка, на котором при помощи микроскопа *M* наблюдались сцинтилляции.

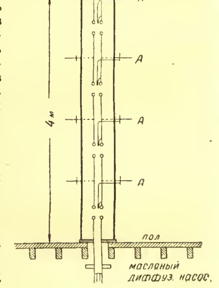


Рис. 332.

Весной 1932 г. Кокрофт и Уолтон впервые привели свою установку в действие при 700 *кв* и обнаружили очень яркие сцинтилляции на экране. Общий вид их установки — на рисунке 335: *A*—разрядная трубка, *K*—кенотроны, *C* — конденсаторы.

Для того чтобы выяснить природу частиц, вызывающих эти сцинтилляции, был проделан ряд опытов.

1. Закрывая окошко с экраном из сернистого цинка листочками слюды разной толщины, установили, что энергия этих частиц соответствует пробегу около 8 *см* в воздухе. Это обстоятельство, как и самый вид сцинтилляций, заставлял предполагать, что из лития выбиваются α-частицы с энергией, превышающей энергию протонов, вызывающих эту ядерную реакцию.

2. Через слюду в окошке *C* (рис. 334) частицы были направлены в камеру Вильсона; нити тумана, наблюдаемые в ней, были совершенно тождественны с теми, которые появляются при опытах с α-частицами, как по пробегам, так и по отклонениям, так и по общему характеру туманных следов.

3. Вместо камеры Вильсона ставили ионизационную камеру с усилителем; прохождение каждой частицы в камеру регистрировалось осциллографом и снималось автоматически на фотоплёнке. Таким образом, была измерена ионизирующая способность частиц, извергаемых из лития; она оказалась тождественной с ионизирующей способностью α-частиц.

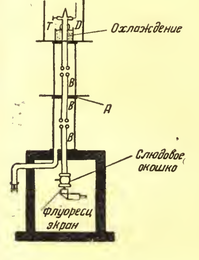


Рис. 333.

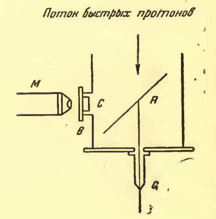


Рис. 334.

Эти и другие подобные исследования решают вопрос о значении опыта Кокрофта и Уолтона: поток быстрых ионов разбивает атом лития; в результате происходящей ядерной реакции выбрасываются α-частицы, ионы гелия.

230. Происходящая ядерная реакция может быть изображена так:

$$\mathrm{Li}_3^7 + \mathrm{H}_1^1 \rightarrow \mathrm{He}_2^4 + \mathrm{He}_2^4.$$

Ядро изотопа лития Li_3^7, которого в литии больше, чем Li_3^6 (атомный вес лития $A_{\mathrm{Li}}=6{,}94$), захватывает протон и затем разделяется на две α-частицы. Самый акт разрушения ядра лития на две α-частицы был при помощи очень тонкого опыта зарегистрирован в камере Вильсона; видны следы двух α-частиц, разлетающихся в разные стороны в момент катастрофы ядра лития (рис. 336, схема явления—рис. 337).

Конечно, число разрушенных атомов лития при низких потенциалах очень мало и затем растёт с повышением потенциала.

Вычислим энергию протона при $\Delta V = 5 \cdot 10^5$ *в*:

$$W = q \cdot \Delta V = 1{,}601 \cdot 10^{-20} \cdot 5 \cdot 10^5 \cdot 10^8 =$$
$$= 1{,}601 \cdot 5 \cdot 10^{-7} \text{ эрг} = 5 \cdot 10^5 \text{ э-в};$$

тем самым определяем высоту потенциального барьера около ядра лития.

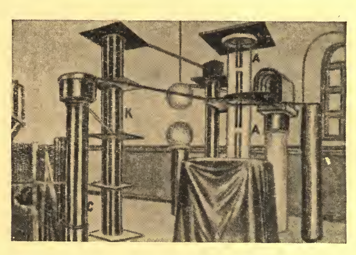


Рис. 335.

Как было отмечено, α-частицы, на которые распадается ядро лития после разрушения его протоном, выбрасываются с огромной скоростью — пробег до 8,5 *см* соответствует скорости около $2{,}2 \cdot 10^9 \frac{см}{сек}$ и энергии около $8{,}6 \cdot 10^6$ *э-в*. Следовательно, две α-частицы уносят с собой около $17{,}2 \cdot 10^6$ *э-в* энергии, а затрата энергии на процесс разрушения атома лития не превышает $5 \cdot 10^5$ *э-в*, т. е. получается в ы и г р ы ш э н е р г и и в тридцать с лишком раз. Если этот расчёт сделать для более медленных протонов (например, при 10 000 *в*), отношение энергии, уносимой α-частицами, к энергии протона будет иметь ещё большее значение. До опытов К о к р о ф т а и У о л т о н а не наблюдали таких огромных выигрышей энергии.



Рис. 336.

Конечно, этот выигрыш энергии при рассматриваемой ядерной реакции объясняется дефектом массы, который обнаружи-

вается при преобразовании атомов литий+протон в две α-частицы. По точнейшим определениям при помощи масс-спектрографа (II, § 190) имеем такие числа для атомных весов по физической шкале[1] ($O^{16}=16,000$):

$$A_{Li_7}=7{,}01818;\quad A_H=1{,}00813;\quad A_{He}=4{,}00389;$$

поэтому дефект массы после реакции:

$$\Delta m=(7{,}01818+1{,}00813)-2\cdot 4{,}00389=$$
$$=8{,}026\,31-8{,}00778=0{,}01853\,\frac{\text{грамм}}{\text{г-атом}}.$$

Это уменьшение массы соответствует выделению энергии:

$$\Delta W=\Delta m\cdot c^2=0{,}01853\cdot 9\cdot 10^{20}=16{,}67\cdot 10^{18}\,\frac{\text{эрг}}{\text{г-атом}};$$

перечисление на атом даёт:

$$\Delta W_1=\frac{16{,}67\cdot 10^{18}}{6{,}02\cdot 10^{23}}=2{,}77\cdot 10^{-5}\,\frac{\text{эрг}}{\text{атом}}=\frac{2{,}77\cdot 10^{-5}}{1{,}60\cdot 10^{-12}}=17\cdot 10^{6}\,\frac{\text{э-в}}{\text{атом}}.$$

Этот расчёт приводит к результату, близкому к тому, который указан выше из наблюдений по пробегу α-частиц.

Нужно помнить, что этот «огромный» выигрыш энергии в сущности весьма ничтожен, если отнести его к затрате энергии всего протонного потока: вероятность столкновения протона и ядра лития, измеряемая эффективным сечением, очень мала, и лишь один из ста миллиардов протонов производит тот эффект, при котором происходит разрушение атома лития.

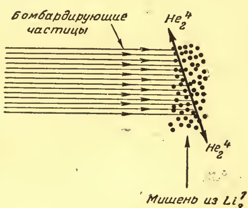


Рис. 337.

Опыты по этому методу были поставлены во многих лабораториях, между прочим — в Ленинградском и в Харьковском физико-технических институтах; вскоре после лития был разложен бор:

$$B_5^{11}+H_1^1\rightarrow He_2^4+He_2^4+He_2^4;$$

[1] В основании физической шкалы лежит атомный вес основного изотопа кислорода O^{16} : $A_O=16{,}000$; по химической шкале $A_O=16$ принят для естественной смеси изотопов O^{16}, O^{17}, O^{18}; отношение содержаний этих изотопов: $O^{16}:O^{17}:O^{18}=506:1:0{,}204$; по физической шкале атомный вес этой смеси изотопов$=16{,}004357$.

затем фтор:

$$F_9^{19} + H_1^1 \rightarrow O_8^{16} + He_2^4,$$

и многие другие атомы, как-то: Be, C, Na, Al, Fe, Cu, Ag, и т. д. Для дальнейшей работы в этом направлении потребовались ещё более мощные установки. Разработано много типов подобных установок; изучим ещё одну из них, работа которой привела к очень важным результатам.

3. Циклотрон

231. Американские физики Лоуренс, Ливингстон и сотрудники их построили установку (1932), в которой положительный ион (в первой работе — положительный ион ртути) последовательно проходил несколько электрических полей с одной и той же разностью потенциалов, в которых скорость его постепенно возрастала от 42 000 *в* до 1 260 000 *в* (II, § 183). Если, двигаясь в I электрическом поле, ион накопил энергию $\frac{mv_1^2}{2}$, то, пройдя II поле, он будет иметь энергию $2\frac{mv_1^2}{2}$, пройдя III поле, $-3\frac{mv_1^2}{2}$ и т. д.; пройдя n полей —

$$n\frac{mv_1^2}{2} = \frac{mv_n^2}{2};$$

$$v_n = v_1\sqrt{n};$$

скорость при этом процессе растёт пропорционально квадратному корню из числа полей.

Схема первоначальной установки Лоуренса может быть изображена так (рис. 338). В баллоне N с разрежённым газом (парами ртути при начальных опытах) находится раскалённый катод K; извергающиеся из него электроны образуют положительные ионы (ртути); они втягиваются в трубку A, которая отрицательно заряжена до потенциала, примерно 10 000 *в*; затем ионы пролетают через направляющую трубку B. Из этой трубки они вылетают в вакуумную трубку, в которой расположены одна за другой металлические трубки C, D, E, F,...., длины которых возрастают как квадратные корни из целых чисел. Эти трубки через одну соединены с полюсами высокочастотного лампового генератора G (II, § 200, например $\nu = 10^7$, $\lambda = 30$ *м*) так, что две соседние трубки всегда противоположно заряжены.

Положительный ион J, вылетев из трубки B, проходит поле между B и C, причём необходимо, чтобы в течение его полёта между B и C трубка C была заряжена отрицательно. Следовательно, рас-

стояние от правого конца трубки B до правого конца трубки C ион должен пройти в полпериода генератора. Тогда, вылетев из C (рис. 339а), он встречает отрицательно заряжённую трубку D и должен пройти расстояние между C и концом D при отрицательном D, т. е. опять в полпериода; но так как скорость его возросла,

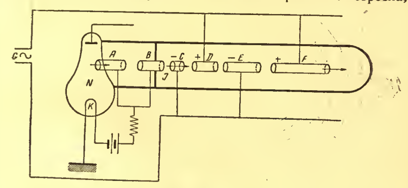


Рис. 338.

то трубка D длиннее C в $\sqrt{2}$ раз. Точно так же происходит его движение между трубками D и E (рис. 339 б) и т. д.; поле в каждом промежутке между трубками п о п у т н о движению иона и потому скорость его возрастает в указанной прогрессии. В первой установке Л о у р е н с а с тяжёлыми ионами ртути было 30 ускоряющих трубок; генератор давал 42 000 *в*, поэтому, пройдя все трубки, ион имел энергию, соответствующую 42 000·30=1 260 000 *в*.

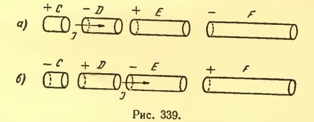


Рис. 339.

232. Ясно, что описанная конструкция очень сложна. Во-первых, трудно выполнима точная синхронизация процессов в трубках с движением ионов.

Второе затруднение — длина вакуумной трубки; даже при тяжёлых ионах ртути длина всей трубки достигала 114 *см*; если же строить такую же трубку для ускорения протонов, то, чтобы достигнуть той же энергии 1 260 000 *в*, пришлось бы дать ей длину около 20 *м*; сооружение громоздкое.

Для упрощения установки Лоуренс при ускорении ионов в электрических полях действует на них магнитным полем, перпендикулярным к их движению. При этом путь их искривлялся (II, § 178) и затем закручивался магнитным полем, так что вместо прямолинейного пути ионы описывали спиралевидную траекторию.

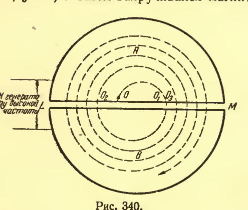


Рис. 340.

Рассмотрим весь процесс в этой установке.

Плоская цилиндрическая латунная коробка (рис. 340) разрезывалась по диаметру LM и каждая половина A и B соединялась с полюсами лампового генератора высокой частоты; так что в зазоре LM между частями цилиндра образовано переменное электрическое поле; коробка находится в вакууме. Магнитное поле (диаметр полюсов магнита 68 *см*) направлено перпендикулярно к основаниям цилиндра (рис. 341), т. е. перпендикулярно к чертежу 340 (в нашем случае—от нас за чертёж).

Направление полей электрического E и магнитного H по отношению к двум половинам цилиндра, называемым «дуантами», видно на рисунке 342.

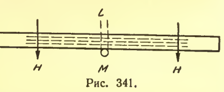


Рис. 341.

Положим, что в точке O (рис. 340) положительный ион получил в электрическом поле разреза LM между половинами A и B цилиндра ускорение по направлению стрелки; верхний полуцилиндр A в данный момент отрицателен; по инерции ион должен был бы двигаться прямолинейно, но магнитное поле искривит его траекторию, и в полуцилиндре A ион опишет полуокружность OO_1; элементы этой траектории определятся из уравнения движения иона с массой m и зарядом q в магнитном поле H (II уравнение Дж. Дж. Томсона, II, § 178):

$$\frac{mv^2}{r} = \frac{1}{c} qvH,$$

или, переходя к системе $CGSM$:

$$\frac{mv^2}{r} = qvH; \quad mv = qHr. \tag{a}$$

Так как ион, выйдя в точке O_1 в поле между полуцилиндрами A и B (рис. 340, 342), получает новое ускорение (прошло полпериода полуцилиндр B отрицателен), то скорость иона возрастёт и, как видно из уравнения (а), при прочих равных условиях возрастает радиус орбиты; ион опишет в полуцилиндре B траекторию O_1O_2. Продолжая следить за движением иона, найдём, что при переходе из B в A (через полпериода) он вновь получит ускорение в O_2 и опишет в A траекторию O_2O_3 и т. д.; траектория иона будет спиралевидная кривая, состоящая из полуокружностей с возрастающими радиусами.

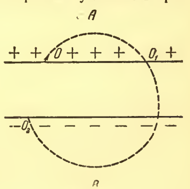


Рис. 342.

Зная радиус полуокружности r, можем вычислить энергию иона на ней, в частности энергию на последней окружности, на которой ион производит работу разрушения ядер, ударяясь в соответствующим образом расположенный исследуемый материал; этим учитывается весь эффект, который способен дать аппарат. Обозначив максимальный потенциал через V_0, имеем для вычисления энергии:

$$qV_0 = \frac{mv^2}{2};$$

скорость v определим в зависимости от r из уравнения (а):

$$v = \frac{qHr}{m}; \quad \frac{mv^2}{2} = \frac{1}{2}\frac{q}{m}H^2r^2;$$

здесь r — радиус последней орбиты в магнитном поле; поэтому:

$$qV_0 = \frac{1}{2}\frac{q^2}{m}H^2r^2; \; V_0 = \frac{1}{2}\frac{q}{m}H^2r^2. \qquad (1)$$

Если имеем дело с протонами, то $q = e$ и V_0 можно численно выразить в вольтах:

$$V_0 = \frac{10^{-8}}{2}\frac{e}{m_H}H^2r^2 \; в;$$

Подставив сюда значения $\frac{e}{m_H} = 0{,}964 \cdot 10^4 \frac{CGSM}{г}$,

$H = 14\,000$ эрстед и $r = 14$ *см*, которые были взяты в первых экспериментах Лоуренса, находим максимальный теоретический эффект установки:

$$V_0 = 2 \cdot 10^6 \, в.$$

Поток протонов с такой энергией фокусируется магнитным полем на мишени (например, на литии), в которой они вызывают

ядерные реакции. Этот синхронный ускоритель с магнитным полем был назван циклотрон.

На рисунке 343 изображён циклотрон, из платинового окошка которого вырывается поток дейтронов с энергией $15 \cdot 10^6$ *э-в*; пробег в воздухе до 2 *м*.

233. В высшей степени важную задачу представляют синхронизация генератора и движения ионов; малейшая неточность синхронизации поведёт к тому, что протоны не будут попадать в электрическое поле разреза *LM* (рис. 340) в тот момент, когда оно им

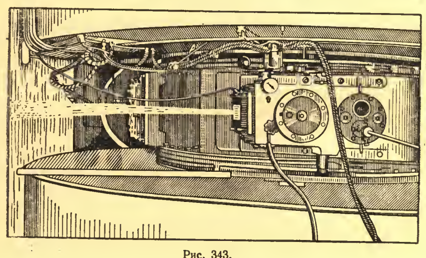


Рис. 343.

попутно, собьются с дороги и уже не будут описывать ускорительных полуокружностей; одним словом — процесс в аппарате будет дезорганизован.

Для обеспечения синхронизма надо задать период и длину волны генератора (электронной лампы), создающего поле в *LM*:

$$T = 2t; \quad \lambda = c \cdot 2t;$$

здесь t *сек* — время, в течение которого протон проходит полуокружность:

$$t = \frac{\pi r}{v}; \; r = \frac{mv}{eH}; \; t = \frac{\pi m}{eH};$$

$$T = \frac{2\pi m}{eH}; \; \lambda = \frac{2\pi mc}{eH}; \quad (2)$$

в системе *CGSE*:

$$T = \frac{2\pi mc}{eH}; \; \lambda = \frac{2\pi mc^2}{eH}. \quad (2')$$

Таким образом, определены период генератора и длина волны, при которых будет обусловлен синхронизм действий генератора и движений протона; только при соблюдении указанной в формулах (2) и (2′) связи *T*, *m*, *e* и *H* может быть сохранён синхронизм при работе установки и достигнута её цель — поток частиц с высокой энергией.

В 1932 г. Лоуренс и Левингстон в первой своей установке прилагали к электродам циклотрона 4000 *в* от высокочастотного лампового генератора, протоны проходили в аппарате 150 оборотов, конечная их скорость была $4000 \cdot 300 = 1{,}2 \cdot 10^6$ *в*. Эта первоначальная установка была в дальнейшем усовершенствована.

234. Особенно важные результаты, о которых будет сказано дальше, достигнуты этими и подобными высоковольтными установками при замене протонов дейтронами — ионами тяжёлого водорода H^2 (II, § 192). При помощи дейтронной бомбардировки были разрушены не только атомы лития, бора, бериллия, но и углерода и кислорода, чего не могли достичь при помощи самых быстрых протонов.

При действии в циклотроне потоком дейтронов со скоростью $1{,}33 \cdot 10^6$ *в* на литий Li_3^6:

$$Li_3^6 + H_1^2 \rightarrow He_2^4 + H_2^4$$

выделялись α-частицы с огромным пробегом до 13,2 *см* (§ 225), что соответствует энергии $11 \cdot 10^6$ *э-в*. Этот экспериментальный результат очень хорошо совпадает с расчётом из дефекта массы:

$$A_{Li_6} = 6{,}01686;\ A_{H_2} = 2{,}01473;\ A_{He} = 4{,}00389;$$

$$\Delta m = (6{,}01686 + 2{,}01473) - 2 \cdot 4{,}00389 = 0{,}02381\ \frac{г}{г.атом};$$

$$\Delta m \cdot c^2 = 0{,}02381 \cdot 9 \cdot 10^{20} = 21{,}429 \cdot 10^{18}\ \frac{эрг}{г.атом};$$

$$\frac{21{,}429 \cdot 10^{18}}{6{,}02 \cdot 10^{23}} = 35 \cdot 10^{-6}\ \frac{эрг}{атом} = \frac{35 \cdot 10^{-6}}{1{,}601 \cdot 10^{-12}} = 22 \cdot 10^6\ \frac{э\text{-}в}{атом}.$$

Такова энергия при вылете двух α-частиц; на каждую из них приходится около $11 \cdot 10^6$ *э-в*, как это следует и из наблюдения пробегов.

Энергия $3 \cdot 10^6$ *э-в* и $5 \cdot 10^6$ *э-в* достигается при увеличении диаметра цилиндра и магнита до громадных размеров, в последнем случае до 70 *см*. При бомбардировке Be, Li, Ca, Al дейтронами с такой энергией наблюдались протоны с пробегами до 40 *см*, как в первых опытах Резерфорда при действии α-частиц на атомы азота.

Мощный современный циклотрон, построенный в Беркли (рис. 344), даёт дейтроны с энергией до $200 \cdot 10^6$ *э-в* и α-частицы до $400 \cdot 10^6$ *э-в*; проектируются ещё более мощные установки примерно до 10^{10} *э-в*.

Ускорители, в которых достигается резонанс между частотой оборотов ускоряемых частиц и частотой ускоряющего электри-

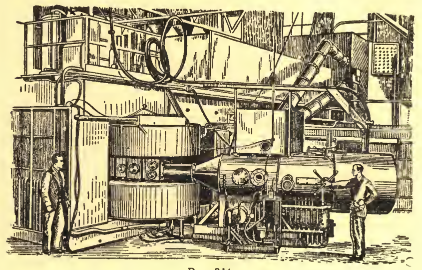


Рис. 344.

ческого поля (по принципу, предложенному В. И. Векслером в 1944 г.), называются синхротроны и фазотроны; в них протоны получают энергию до $350 \cdot 10^6$ *э-в*.

4. Бетатрон

235. Циклотрон и ему подобные устройства не могут быть применены для ускорения электронов. Это прямо видно из формулы (2), которая даёт условие синхронности генератора и движения частицы в циклотроне:

$$T = \frac{2\pi mc}{eH}; \qquad (2')$$

при движении ионов, даже при тех скоростях, которые достигаются при $100 \cdot 10^6$ *э-в*, массу m можно считать постоянной и можно не вводить релятивистской поправки (§ 124):

$$m = m_0 \left[1 - \frac{v^2}{c^2}\right]^{-\frac{1}{2}};$$

Изменение массы иона будет незначительно и не отзовётся заметно на условии (2'). Для протона при $2 \cdot 10^6$ *э-в* отношение $\frac{m}{m_0} \sim 1{,}02$; но для электрона при тех же условиях $\frac{m}{m_0} \sim 5$, так как

скорость его при этом доходит до 98% скорости света. Ясно, что возрастание массы электрона даже при $2 \cdot 10^6$ *э-в* совершенно разрушает условие синхронизма (2′), и движение электронов в циклотроне будет совершенно дезорганизовано. Поэтому нельзя и пытаться получить электроны с высокими значениями энергии, пользуясь установкой с постоянным магнитным полем.

Теоретически давно уже разрабатывались методы ускорения электронов при помощи переменного магнитного поля. Эти теоретические исследования показали возможность построения такого аппарата; осуществлён он был впервые в 1941 г. Керстом и назван «бетатрон» (по β-радиации).

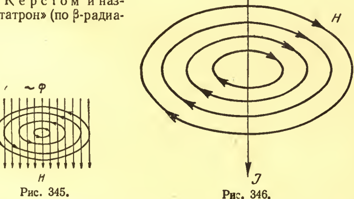


Рис. 345.

Рис. 346.

Глубокое разъяснение явлений электромагнитной индукции, данное Максвеллом (II, § 135), математически выражено в его уравнениях:

$$\text{I.}\ E_m = \frac{d\psi_e}{dt}. \qquad \text{II.}\ E_e = -\frac{d\Phi_m}{dt}.$$

Второе уравнение Максвелла вводит представление об электрическом поле, возникающем вокруг переменного магнитного поля H и о замкнутых линиях электрического поля E, расположенных в плоскостях, перпендикулярных к направлению линий магнитного потока Φ (рис. 345).

Картина замкнутых силовых линий электрического поля аналогична в этом случае линиям магнитного поля, расположенным около прямого тока (рис. 346; II, рис. 197).

Если на одной из линий электрического поля появится заряд, например электрон e, то работа перемещения его из точки A в точку B (рис. 347) на расстояние ds выражается обычно (II, § 23) через разность потенциалов в этих точках dV:

$$dW = e \cdot dV;$$

вводя сюда напряжённость электрического поля:

$$E = \frac{dV}{ds},$$

находим:

$$dW = eE \cdot ds;$$

работа при полном обороте по окружности с радиусом r:

$$W = eE \int_0^{2\pi r} ds = 2\pi r \cdot eE.$$

Отсюда видим, что потенциал при каждом обороте электрона возрастает на $\Delta V = 2\pi r E$, а кинетическая энергия электрона увеличивается на W:

$$W = 2\pi r \cdot eE.$$

Имея в виду, сколь ничтожную массу имеет электрон и сколь огромные скорости он приобретает даже при небольшом числе вольт (II, § 183), можно ожидать, что этот индукционный метод ускорения электронов даст частицы с огромной энергией. Так, расчёт показывает, что в аппарате даже при небольшой разности потенциалов $\Delta V = 20$ *в* электрон делает в 0,001 *сек.* 925 000 оборотов и накопляет энергию $18{,}5 \cdot 10^6$ *э-в.*

B ds A r

Рис. 347.

236. Движение электрона в постоянном магнитном поле определяется II уравнением Дж. Дж. Томсона (II, § 174):

$$\frac{e}{m} \cdot \frac{1}{v} = \frac{c}{rH};$$

отсюда радиус окружности, по которой движется электрон:

$$r = \frac{m \cdot vc}{eH}. \quad (3)$$

Но в нашем случае магнитное поле—переменное, иначе не было бы индукции и не возникло бы электрическое поле, в котором движется электрон. С другой стороны, скорость электрона v непрерывно возрастает, как это мы видели, и при этом он стремится двигаться не по одной окружности, а по дугам всё меньшей и меньшей кривизны, как бы по спирали. Является основной вопрос в теории бетатрона — как удержать электроны на постоянной орбите в переменном поле, чтобы они накапливали энергию при последовательных оборотах на ней? Формула (3) указывает, где надо искать ответ; нарастанию скорости (и массы m) должно соответствовать нарастание H; можно

представить себе такое соотношение изменений этих величин, при котором r остаётся постоянным; тогда появится постоянная круговая орбита, на которой электрон, находясь в равновесии, совершает свои обороты, увеличивая свою скорость и энергию.

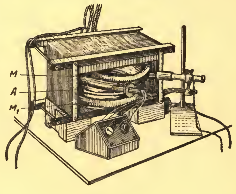


Рис. 348.

Теория позволила определить условия существования в вакууме равновесной орбиты; на основании этой теории и был построен бетатрон. Полная теория бетатрона дана проф. Я. П. Терлецким.

Вид первого бетатрона представлен на рисунке 348, разрез —на рисунке 349; диаметр его вакуумной камеры— 20 *см*; электромагниты MM_1 создают переменное поле, в котором находится вакуумная камера A. В этой камере помещается «электронная пушка»—нить накала (инжектор). Извергнутые ею электроны попадают в магнитном поле на равновесную орбиту (рис. 350); радиус её в этом бетатроне—7,5 *см*.

Форма полюсов обеспечивает весьма точную магнитную фокусировку электронного пучка. Случайные электроны, оказавшиеся вне этой орбиты, попадают на внутренние посеребрённые стенки камеры, отведённые к Земле.

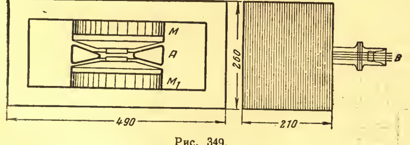


Рис. 349.

Ускоренные электроны ударяются в мишень — вольфрамовую пластинку; при этом возникают рентгеновские лучи, как в обыкновенных рентгеновских трубках. Но излучение этого первого бетатрона уже было эквивалентно жёстким γ-лучам, именно их квант $\varepsilon = 3{,}6 \cdot 10^{-6}$ *эрг* $= 2{,}3 \cdot 10^{6}$ *э-в*, частота $\nu = 6 \cdot 10^{20}$ (§ 105, 146).

Не рассматривая шаг за шагом весь сложный процесс в бетатроне, обратим внимание на одну важную особенность движения

в нём электронов. Переменное магнитное поле, синусоидально изменяясь, возрастает лишь в I и III четвертях периода (рис. 351) и лишь в эти части периода электроны получают ускорения, а во

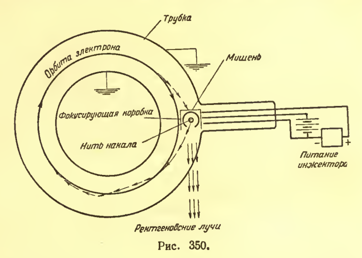


Рис. 350.

II и IV четверти поле их тормозит. Поэтому действие бетатрона прерывистое. Но частота генератора в первом бетатроне $\nu=600$ герц; следовательно, на $\frac{1}{4}$ периода приходится $\frac{1}{2400}$ *сек.* $=$ $= 0{,}000415$ *сек.*; за это время электрон сделает на равновесной орбите 260 000 оборотов, пройдя путь 125 *км*, и накопит вышеуказанный огромный запас энергии. То же будет в III четверти, но движение электронов обратное, мишень поражается с другой стороны.

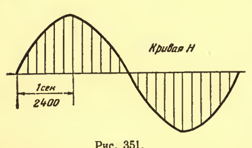


Рис. 351.

Позже были сооружены бетатроны на $20\cdot10^6$ *э-в* и $100\cdot10^6$ *э-в*, предстоит сооружение в $250\cdot10^6$ *э-в*.

Скорость электрона в бетатроне $20\cdot10^6$ *э-в* уже только на 0,03% меньше скорости света.

Конечно, при росте мощности аппарата растут технические трудности его осуществления, растёт вес сооружения; так бетатрон в $100\cdot10^6$ *э-в* весит 125 *т*; для него необходимо отдельное бетонное здание со стенами метровой толщины для защиты от проницающего излучения огромной мощности.

Кванты этих излучателей далеко превосходят самые жёсткие γ-кванты; бетатроны дают кванты, которые не встречались до сих пор в явлениях на Земле. При помощи бетатрона могут быть ускорены протоны и другие заряжённые частицы; это новый могущественный аппарат для разрушения и преобразования атомных ядер. Конечно, его применения не ограничиваются ядерной физикой,—в металлургии, дефектоскопии и медицине он даёт новые возможности важнейших исследований.

Описание действия этих высоковольтных установок позволяет сказать, что они дали средства для разложения ядер атомов и позволили подойти к вопросу об их строении; дальнейшее развитие и усовершенствование этих методов привело к искусственному преобразованию ядер тяжёлых элементов и к выделению атомной энергии.

II. ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ЧАСТИЦЫ

А. НЕЙТРОНЫ

1. Открытие нейтронов

237. До 1932 г. считалось, что установлено существование двух элементарных частиц, играющих основную роль в строении материи: протона, $m_p=1{,}6\cdot10^{-24}$ *г*, заряд $+e=+4{,}80\cdot10^{-10}(CGSE)$, и электрона, $m_e=9{,}1\cdot10^{-28}$ *г*, заряд $-e=-4{,}80\cdot10^{-10}$ $(CGSE)$. Комбинацией и взаимодействием этих частиц старались объяснить строение всех атомов, хотя на этом пути встретились серьёзные затруднения, о которых было упомянуто выше.

В 1932 г. были открыты ещё две элементарные частицы: нейтрон n ($m_n \sim m_p$, заряд нуль) и позитрон, $m_{+e}=9\cdot10^{-28}$ *г*, заряд $+e=+4{,}803\cdot10^{-10}$ $(CGSE)$.

В 1938 г. открыты нестабильные частицы — мезоны: π—мезоны с массой ~300 m_e, μ — мезоны $\sim200 m_e$; заряды $\pm e$ и 0. В 1933 г. постулировано существование нейтрино ν—нейтральной частицы с ничтожной массой покоя.

Эти открытия существенно изменили представления о составе и строении атомных ядер и об ядерных реакциях.

Германские физики Боте и Беккер наблюдали действие потока α-частиц, извергаемых из препарата полония, на лёгкие элементы (бериллий, литий, бор). В свинцовом ящике Pb находился счётчик Гейгера G, над ним — препарат полония Po (рис. 352), обращённый вверх активной стороной; на вращающемся диске S находились исследуемые вещества, которые можно было, вращая шлиф L, последовательно подвергать действию α-частиц из полония. Эти опыты установили, что все исследуе-

мые элементы под действием α-частиц испускают очень жёсткое излучение, кванты которого обладают энергией от $3 \cdot 10^6$ до $5 \cdot 10^6$ *э-в*. Наиболее жёсткие γ-лучи (излучаемые Th*C*) имеют квант $h\nu = 2{,}6 \cdot 10^6$ *э-в*, поэтому и это новое излучение, повидимому, надо было бы отнести к γ-квантам, излучаемым ядрами исследуемых атомов, которые приведены в возбуждённое состояние α-частицами полония. Среди исследуемых элементов особенно надо отметить бериллий, его излучение было особенно интенсивно.

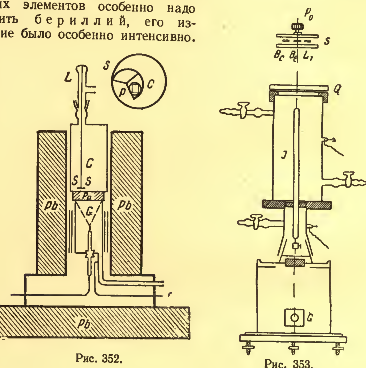


Рис. 352.

Рис. 353.

В 1931 г. французские физики И. и Ф. Жолио-Кюри[1] производили подобные же исследования, заменив счётчик Гейгера ионизационной камерой *J* (рис. 353); наверху — препарат полония Po; *S*—диск с исследуемыми веществами (Be, B, Li); *Q*—экран (из алюминия, графита, серебра, свинца и т. д.), закрывающий отверстие камеры *J*. Чувствительный электрометр *G* регистрировал ток, возникающий при ионизации, когда излучение бериллия попадает в камеру *J*. Схема установки дана на рисунке 354.

[1] Ирен Кюри—дочь знаменитой Марии Кюри, открывшей радий. Фредерик Жолио—муж Ирен Кюри, известный исследователь в области ядерной физики, лауреат Международной Сталинской премии мира.

Кюри и Жолио, оперируя с излучением бериллия, открыли, что ток в камере резко возрастал (иногда вдвое), если в Q поместить вещество, богатое водородом (парафин,

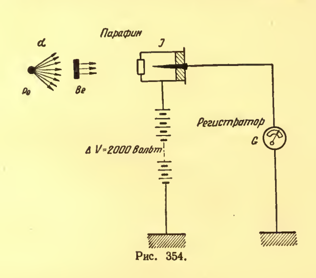


Рис. 354.

целлофан, бумагу). Надо предположить, что излучение бериллия приводит в быстрое движение протоны (Н-частицы), которые создают сильную ионизацию в камере.

Заменив ионизационную камеру камерой Вильсона с водородом, можно было непосредственно заметить (рис. 355) появление быстрых протонов с огромной энергией (пробеги до 26 *см*, скорость до $3{,}3 \cdot 10^9$ *см*, энергия около $5{,}7 \cdot 10^6$ *э-в*).



Рис. 355.

Для объяснения этих загадочных явлений Кюри и Жолио сначала предположили, что мы тут имеем дело с эффектом Комптона (§ 158): γ-кванты бериллиева излучения, налетая на Н-частицу, сообщают ей при ударе энергию $5{,}7 \cdot 10^6$ *э-в* за счёт соответственного уменьшения энергии кванта.

Однако анализ этого предположения заставляет признать его неприменимым и маловероятным.

238. Резерфорд ещё в 1920 г. высказал предположение «о возможности существования атома с массой 1 и зарядом ядра нуль. Такое образование представляется вполне возможным... Подобный атом обладал бы совершенно фантастическими свой-

ствами. Его внешнее поле должно равняться нулю, за исключением областей весьма близких к ядру; вследствие этого он должен был бы обладать свойством свободно проходить через материю... Существование подобных атомов представляется в высшей степени необходимым для объяснения строения ядер тяжёлых элементов».

Опираясь на предположение, высказанное Резерфордом, ближайший сотрудник его Чадвик высказал гипотезу, что излучение Ве и есть поток искомых частиц с массой, равной массе протона и с зарядом, равным нулю; он назвал эту частицу нейтроном; символ n_0^1.

С этой точки зрения наблюдаемый процесс разбивается на несколько стадий: 1) бериллий под действием α-частиц полония выбрасывает нейтроны:

$$\mathrm{Be}_4^{13} + \mathrm{He}_2^4 \longrightarrow \mathrm{C}_6^{12} + n_0^1.$$

2) в виду отсутствия заряда, они легко проникают вглубь вещества, не вступая в электрическое взаимодействие с встречающимися атомами и не создавая ионизации (вследствие чего они непосредственно не наблюдаются); 3) при прямых столкновениях с ядрами нейтроны передают им часть своей энергии; появляются быстрые частицы, которые обнаруживаются по производимой ими ионизации (рис. 355).

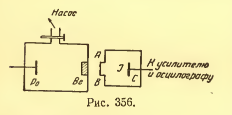


Рис. 356.

Для всестороннего обоснования этого взгляда Чадвик произвёл обширные экспериментальные исследования. Эвакуированная камера с излучателем Ро и бериллием Ве (рис. 356) помещалась против окошка AB ионизационной камеры J, стенки и электрод которой C соединялись через усилитель и осциллограф с землёй. В отверстие AB вставлялась алюминиевая фольга, эквивалентная 4,5 *см* воздуха, а перед ней помещались исследуемые материалы — парафин, свинец, золото, литий, углерод. Чадвик наполнял камеру J азотом, кислородом и т. п.; во всех случаях замечались на ленте осциллографа отбросы (рис. 280), свидетельствующие о том, что атомы всех исследуемых веществ приводятся в быстрое движение какими-то частицами, вылетающими из бериллия и производят наблюдаемую ионизацию. Замечательно, что пластинка свинца толщиной в 2 *см*, помещаемая между бериллием, и ионизационной камерой, почти не изменяет явления, что говорит о громадной проникающей способности излучения бериллия.

2. Масса нейтрона

239. Основной вопрос, который надлежало решить, — это вопрос о массе частиц, составляющих поток бериллия. Чадвик двумя способами определил атомную массу частиц исследуемого бериллиева излучения.

I. Применим к столкновению нейтрона с протоном механические законы сохранения количества движения и энергии (I, § 35):

$$m_n v_1 + m_p u_1 = m_n v_2 + m_p u_2;$$
$$\frac{m_n v_1^2}{2} + \frac{m_p u_1^2}{2} = \frac{m_n v_2^2}{2} + \frac{m_p u_2^2}{2};$$

здесь m_n и m_p — массы нейтрона и протона, v_1 и v_2, u_1 и u_2 — их скорости соответственно до удара и после удара.

Решая эти уравнения, Чадвик мог получить лишь приближённое значение атомной массы нейтрона: $m_n = 1{,}15$, так как он не располагал точными значениями скоростей u_1 и u_2. Более точное значение для m_n дал второй способ.

II. По гипотезе Чадвика ядерный процесс при бомбардировке бериллия с выбрасыванием нейтрона надо изобразить так:

$$\mathrm{Be}_4^9 + \mathrm{He}_2^4 \rightarrow \mathrm{C}_6^{12} + n_0^1.$$

Преобразовав атомные массы атомов Be, He, C по формуле 17 § 122:

$$E_{\mathrm{Be}} = m_{\mathrm{Be}} c^2;\; E_{\mathrm{He}} = m_{\mathrm{He}} c^2;\; E_C = m_C c^2;\; E_n = m_n c^2,$$

находим баланс энергии при этом преобразовании атома:

$$m_{\mathrm{Be}} c^2 + m_{\mathrm{He}} c^2 + W_\alpha \rightarrow m_C c^2 + m_n c^2 + W_C + W_n,$$

где W_α, W_C, W_n — кинетическая энергия α-частицы, атома углерода и нейтрона. Наоборот, если всё предыдущее уравнение написать в виде:

$$\mathrm{Be}_4^9 + \mathrm{He}_2^4 + W_\alpha \rightarrow C_6^{12} + n_0^1 + W_C + W_n, \qquad (1)$$

то W_α, W_C, W_n надо перевести в единицы массы по формуле:

$$m = \frac{E}{c^2}.$$

Пользуясь реакциями с бором и литием, т. е. направляя на бор и литий α-частицы из полония и наблюдая процессы при выбрасывании нейтронов из их атомов, Чадвик пришёл к уравнениям:

$$\mathrm{B}_5^{11} + \mathrm{He}_2^4 + W_\alpha \rightarrow \mathrm{N}_7^{14} + n_0^1 + W_n + W_{\mathrm{N}}; \qquad (2)$$
$$\mathrm{Li}_3^7 + \mathrm{He}_2^4 + W_\alpha \rightarrow \mathrm{B}_5^{10} + n_0^1 + W_n + W_{\mathrm{B}}. \qquad (3)$$

Атомные массы Be, B, N, Li весьма точно известны главным образом по измерениям Астона (II, § 191):

$$m_{\text{Fe}} = 9{,}0155; \quad m_{\text{B}} = 11{,}00825; \quad m_{\text{Be}} = 9{,}0155;$$
$$m_{\text{He}} = 4{,}00389; \quad m_{\text{Li}} = 4{,}01818; \quad m_{\text{C}} = 12{,}00386.$$

Поправочные числа W могут быть определены:

1) W_{α} — энергия α-частиц полония $5{,}25 \cdot 10^6$ *э-в* ($v_{\alpha} = 1{,}593 \cdot 10^9$, § 173); следовательно (§ 222), $W_{\alpha} = 0{,}00565$ в единицах массы.

2) W_n — энергия нейтрона определяется по максимальному пробегу протонов (предполагая центральный удар); считая их массы приближённо равными, принимаем, что скорость протона равна скорости набегающего нейтрона; в случае Be эта скорость равна $3{,}3 \cdot 10^9$ $\frac{см}{сек}$ (стр. 431), в случае B — равна $2{,}5 \cdot 10^9$ $\frac{см}{сек.}$. Принимая в последнем случае массу нейтрона приближённо за единицу, находим $W_n = 0{,}0035$ ед. массы.

3) W_N (или W_C, или W_B — смотря по реакции) определим из уравнения количества движения:

$$m_{\alpha} v = m_N v_1 + m_n v_2;$$

отсюда находим v_1 и W_N; в единицах массы $W_N = 0{,}0006$.

Все величины, входящие в уравнение (1), (2), (3), могут быть определены; поэтому из каждого из них можно найти атомную массу нейтрона m_n; в среднем Чадвик нашёл (принимая $A_{\text{O}} = 16$):

$$m_n = 1{,}0067.$$

Последующие исследования позволили установить:

$$m_n = 1{,}008982.$$

Таким образом, были открыты нейтроны, новые элементарные частицы с зарядом нуль и массой, близкой к атомной массе водорода. ($m_н = 1{,}007593$).

3. Выделение нейтронов

240. Огромное число работ, которые появились после исследований Кюри, Жолио и Чадвика, установили, что существуют многие и разнообразные методы получения и наблюдения нейтронов. Конечно, о «наблюдении» нейтронов можно говорить лишь в том смысле, как мы говорим о наблюдении γ-лучей; непосредственно ни γ-лучей, ни нейтронов мы обнаружить не можем; в случае γ-лучей наблюдаем лишь их действие на электроны и на другие частицы, а в случае нейтронов — действие их на ядра в тех редких случаях, когда нейтрон непосредственно приводит в движение какое-нибудь ядро; оно уже производит ионизацию, которую можно

наблюдать при помощи одного из обычных аппаратов—ионизационной камеры, счётчика Гейгера или камеры Вильсона.

Так, на рисунках 357, 358, 359 и 360 приведены снимки в камере Вильсона следов протонов, выбитых нейтронами из парафина

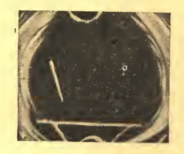


Рис. 357.

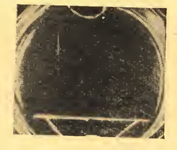


Рис. 358.

и газа; на рисунке 360—след ядра азота. Во-первых, на этих фотографиях можно измерить пробеги, а значит—и энергию ядер, приведённых в движение; во-вторых, замечательно, что начало пути ионизующей частицы лежит не у парафиновой пластинки (рис. 357, 358) и не у стенки камеры (рис. 359, 360), а там, где нейтрон настиг поражаемое ядро.



Рис. 359.



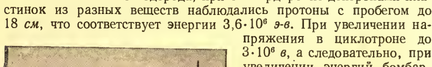
Рис. 360.

Тщательное изучение подобных снимков в камере Вильсона обнаружило на них пути быстрых электронов. Происхождение их приходится приписать излучению жёстких γ-лучей и вызываемому ими комптон-эффекту. Следовательно, первоначальное предположение Кюри и Жолио (стр. 431) о бериллиевом излучении справедливо в том смысле, что извержение нейтронов действительно сопровождается жёстким γ-излучением (до $5 \cdot 10^6$ *э-в*), возникающим при разрушении ядер. Отделить это излучение от излучения нейтронов можно двумя сантиметрами свинца, который задержит γ-лучи, но пропустит нейтроны.

241. Способ получения нейтронов при расщеплении ядра бериллия (или бора и т. п.) α-частицей даст слабый, неинтенсивный пучок нейтронов, так как вероятность захвата ядром α-частицы очень мала. Для получения более интенсивного потока нейтронов прибегают к одной из тех высоковольтных установок, о которых была речь выше (§ 229—236).

В циклотроне в поле 10^6 *в* ускорялись ионы гелия, т. е. получались искусственные α-частицы, которые и направлялись на препарат бериллия; получался поток нейтронов, примерно в 100 раз более интенсивный, чем при естественных α-частицах.

Затем в той же установке были ускорены до $1{,}3 \cdot 10^6$ *в* дейтроны, т. е. ионы тяжёлого водорода; при бомбардировке дейтронами пластинок из разных веществ наблюдались протоны с пробегом до 18 *см*, что соответствует энергии $3{,}6 \cdot 10^6$ *э-в*. При увеличении напряжения в циклотроне до $3 \cdot 10^6$ *в*, а следовательно, при увеличении энергий бомбардирующих дейтронов, было замечено, что и энергия протонов увеличивается до $5{,}2 \cdot 10^6$ *э-в*. Подробное исследование показывает, что при ударе о более тяжёлое ядро (например, Be, B) дейтрон расщепляется на протон и нейтрон. Особенно замечательны результаты действия дейтронов на вещества, содержащие тяжёлый водород, например хлористый аммоний (NH_4Cl), в котором водород при растворении в тяжёлой воде заменялся тяжёлым водородом—дейтерием. При этом возникал необычайно интенсивный эффект вылета большого числа протонов с пробегом около 14 *см*; осциллограф, присоединённый к ионизационной камере, зарегистрировал массовое излучение частиц (рис. 361). Можно при этом представить себе следующую реакцию:



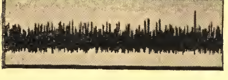


Рис. 361.

$$H_1^2 + H_1^2 \longrightarrow He_2^3 + n_0^1;$$

здесь He_2^3—«лёгкий гелий», изотоп гелия, существование которого в качестве ничтожной примеси к тяжёлому водороду было установлено при помощи масс-спектрографа.

Точно так же поток дейтронов, ускоренный в циклотроне до $9 \cdot 10^5$ *в*, при бомбардировке бериллия даёт примерно в 100 раз более интенсивный поток нейтронов, чем при естественной бомбардировке α-частицами из полония; вероятная реакция:

$$Be_4^9 + H_1^2 \longrightarrow B_5^{10} + n_0^1.$$

Таким образом, высоковольтные установки могут служить для получения потоков нейтронов значительной энергии и интенсивности, особенно в тех случаях, когда установка действует дейтронами.

Обратно — получив поток нейтронов, мы имеем замечательное средство для проникновения в атомы и разрушения их ядер.

4. Преобразование ядер нейтронами

242. Проходя через слой вещества и проникая в атом, нейтроны испытывают при встрече с ядром упругие или неупругие столкновения.

При упругих столкновениях должно произойти рассеяние нейтронов, изменение направления и величины их скоростей.

При помощи ионизационной камеры Вильсона установили, что при столкновениях нейтронов с атомами разных веществ происходит рассеяние их в толще вещества по разным направлениям. Этими исследованиями был установлен факт существования упругих соударений нейтронов с ядрами; в результате таких столкновений происходит постепенное замедление нейтронов, даже до тепловых скоростей ($\sim 200 \frac{м}{сек}$); хорошими замедлителями являются вещества с лёгкими атомами—графит, парафин и т. п.



Рис. 362.



Рис. 363

При неупругих столкновениях нейтрон внедряется в ядро и при этом происходит преобразование атома, подвергнутого удару. Так как нейтрон не заряжён, то для него практически не существует потенциального барьера, поэтому он легко может проникать в ядро атома.

Фезер (Кембридж) произвёл обширное изучение этих явлений. Источник нейтронов (Po+Be) он помещал в латунной трубочке внутрь камеры Вильсона и произвёл тысячи наблюдений. В камере, наполненной азотом, он обнаружил вилки различного вида (рис. 362, 363); примечательно, что вилки образуются не у стенок, а внутри камеры, в том месте, где нейтрон сталкивается с атомом; до этого пункта путь нейтрона невидим, ибо нет ионизации. Если сравнить эти вилки с фотографиями Блеккета (рис. 330, 331), где действуют α-частицы, то прежде всего отмечаем, что нет третьей ветки; она невидима, ибо нейтрон не производит ионизации. Промеры пробегов определяют скорости и энергию частиц, встреча

которых выявляется вилкой. Для разных вилок предполагается два вида реакций:

1) Нейтрон захватывается ядром азота, в которое он проник:

$$N_7^{14} + n_0^1 \longrightarrow B_5^{11} + He_2^4;$$

здесь внедрение нейтрона в ядро азота ведёт к образованию ядра бора, и выбрасывается α-частица. Эта реакция, будучи переведена в уравнение энергетического баланса (стр. 433), соответствует картине 363.

2) Энергетический баланс картины 363 показывает, что происходит одна из следующих реакций:

$$N_7^{14} + n_0^1 \longrightarrow C_6^{13} + H_1^1 + n_0^1;$$
$$N_7^{14} + n_0^1 \longrightarrow C_6^{12} + H_1^2 + n_0^1;$$
$$N_7^{14} + n_0^1 \longrightarrow B_5^{10} + He_2^4 + n_0^1.$$

Трудно решить, какой из возможных вариантов происходит в действительности, но все они имеют одну и ту же характерную черту: нейтрон производит пертурбацию в ядре, но сам не задерживается в ядре.

243. Затем были произведены опыты с камерой, наполненной кислородом, ядро которого не удалось разложить при помощи α-частиц. Фезер наблюдал реакцию:

$$O_8^{16} + n_0^1 \longrightarrow C_6^{13} + He_2^4;$$

таким образом, ядра атома кислорода разложены при помощи столкновений с нейтронами.

Из многих иных реакций этого рода отметим ещё:

$$C_6^{12} + n_0^1 \longrightarrow Be_4^9 + He_2^4;$$
$$F_9^{19} + n_0^1 \longrightarrow N_7^{16} + He_2^4.$$

В последнем случае получается изотоп азота N_7^{16}—неустойчивый и поэтому не обнаруженный при первых наблюдениях.

Установлено, что расщепление ядер нейтронами происходит гораздо чаще, чем α-частицами; грубо говоря, в последнем случае на 1000 приходится одно разрушение ядра, а при бомбардировке нейтронами 60—70 разрушений.

Аналогично химическим эндотермическим и экзотермическим реакциям и эти ядерные реакции сопровождаются или поглощением, или выделением энергии. Если хорошо известны массы, вступающие в реакцию, то энергетический баланс приведённых уравнений даёт возможность выяснить характер данной реакции и найти величину поглощаемой или выделяемой энергии; так, при получении нейтронов при бомбардировке α-частицами происходит поглощение энергии $1{,}4 \cdot 10^6$ *э-в*; эта реакция «эндотермическая». Наоборот, реакция расщепления ядра лития (§ 230), как было показано (стр. 417), сопровождается выделением энергии $17 \cdot 10^6$ *э-в*; эта реакция «экзотермическая».

Вопрос о техническом использовании ядерных реакций, как источников энергии, сводится к тому, какие нужны условия, чтобы эта реакция, возникшая в отдельных ядрах, самопроизвольно распространялась на другие ядра, как это происходит при химических реакциях, например в случае горения. Изыскание этих условий для цепных ядерных реакций, для

их поддержки и распространения составляла одну из важных проблем, стоящих в порядке развития знаний атомных процессов. Эта задача была решена позже на иной основе.

Общее заключение, вытекающее из обзора этих исследований, таково: поток нейтронов является лучшим средством для проникновения в ядра атомов и для их преобразований.

Второе заключение: так как при многих реакциях из ядер выбрасываются нейтроны, то несомненно, что нейтроны входят в состав атомных ядер, являясь их составной частью. Поэтому эти тяжелые частицы совместно с протонами называются нуклеонами[1].

Б. КОСМИЧЕСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

1. Основные наблюдения и гипотезы

244. Чувствительные регистрирующие приборы часто отмечают, что через них проносятся или фотоны, или ионизующие частицы с огромной скоростью и энергией, иногда доходящей до 10^{12} *э-в.* Впервые это явление было замечено Вильсоном и одновременно с ним Эльстером и Гейтелем ещё в 1900 г.; они установили, что сухой воздух, находящийся в закрытом сосуде (например, в камере электрометра), слабо ионизован, что обнаруживается его проводимостью, которую можно измерить.



Рис. 364.

Вильсон высказал предположение, что образование ионов в воздухе, лишённом каких-либо загрязнений (радиоактивных), вызывается излучением, которое возникает вне нашей атмосферы; оно аналогично рентгеновским или катодным лучам, но обладает значительно большей проникающей способностью. Только в 1911 г. швейцарский физик Гоккель, а позднее и другие предприняли систематическое изучение ионизации атмосферного воздуха. Они пользовались наблюдениями в ионизационной камере, одна из возможных схем которой изображена на рисунке 364. В стальной камере (объём около 4,5 *л*) натянуты две тончайшие посеребрённые кварцевые нити (рис. 365; II, § 35, рис. 86), изолированные от стенок камеры; им сообщается извне электрический

[1]) Nucleus—ядро.

заряд, вследствие чего они расходятся; расхождение нитей наблюдается и измеряется при помощи окулярной шкалы микроскопа. Ионизация воздуха обнаруживается уменьшением расхождения нитей (рис. 365).

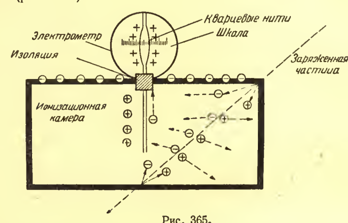


Рис. 365.

Обозначив число ионов, образующихся за 1 *сек.* в объёме камеры Q *см*³, через n, находим для тока насыщения соотношение:

$$J = ne; \quad J = C \cdot \Delta V,$$

где C— электроёмкость нитей, ΔV—изменение потенциала их в секунду. Тогда число ионов в объёме Q выразится так:

$$n = \frac{C \cdot \Delta V}{e},$$

а в 1 *см*³:

$$I = \frac{n}{Q} = \frac{C \cdot \Delta V}{eQ};$$

здесь I—число ионов, порождаемых в 1 сек. в объёме 1 *см*³, или интенсивность излучения.

Чтобы решить вопрос о происхождении проникающего излучения, обусловливающего ионизацию воздуха, Гесс, Гоккель, а потом Кольгерстер многократно поднимались со своими аппаратами на аэростатах, сначала — до 5350 *м*, затем — до 9300 *м*. Всего ими сделано 13 полётов (1911—1914); было установлено:

1. До высоты 700—800 *м* ионизация падает (вследствие ослабления земного радиоактивного излучения).

2. При дальнейшем подъёме быстро растёт ионизация, а следовательно, и интенсивность излучения: на высоте 5350 *м* иони-

зация в 6 раз сильнее, чем у поверхности Земли, на высоте 9300 *м* — в 40 раз, а на высоте 30—40 *км* — в сотни раз. Позже для этих наблюдений были применены шары-зонды, самолёты и ракеты.

Было выяснено: 1) интенсивность этого излучения не зависит от положения Солнца над горизонтом, и значит, исходит оно не от Солнца; 2) интенсивность на земной поверхности в среднем $J = 2—1{,}5$ (порождение около 2 ионов в 1 *см*³ в 1 *сек.*), а в высоких областях атмосферы $j \sim 300$.

Так было установлено, что загадочная ионизация воздуха возникает под действием некоторого космического излучения, падающего на Землю из недр пространства.

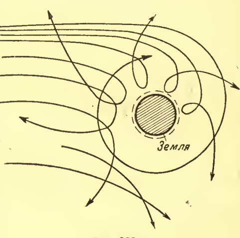


Рис. 366.

С 1922 г. начинается особенно интенсивное изучение космического излучения; в нём принимают участие Милликен и Комптон, у нас—Мысовский, Вернов, Скобельцын и другие. Было установлено, что космическое излучение преодолевает 180 *см* свинца, между тем, как самые жёсткие рентгеновские лучи проходят не более 1 *см* свинца; измерительные приборы чувствуют это излучение на глубине 200 *м* воды в озёрах.

Милликен и его сотрудники полагали, что космическое излучение представляет собой кванты необыкновенной жёсткости с длиной волны порядка 10^{-4} Å$=10^{-12}$ *см* и частотой $\nu = 10^{22}$ (§ 109). Однако эта гипотеза не подтвердилась, и исследователи тогда пришли к выводу, что в потоке космических лучей у земной поверхности мы имеем дело главным образом с быстрыми электронами и другими заряжёнными частицами, наделёнными чудовищной энергией в десятки и сотни миллионов *э-в*. Этот вывод был подкреплён открытием так называемого геомагнитного эффекта. Если в космическом излучении есть электроны или вообще заряжённые частицы, то, проносясь по огромным траекториям в магнитном поле Земли, они должны отклоняться им согласно общим законам электродинамики (II, § 174); те из них, запас энергии которых недостаточен, совсем не достигают поверхности Земли (рис. 366). Как показывает теория, в результате такого откло-

нения космическая радиация должна становиться менее интенсивной в зоне экватора и увеличиваться по направлению к полюсам. Эти выводы теории подтверждены прямыми наблюдениями во многих пунктах Земли и специальными экспедициями, организованными Комптоном от Гренландии до Антарктики (1930).

Совокупность огромного числа исследований приводит к тому заключению, что космическое излучение имеет сложный состав и в очень значительной части состоит из заряжённых частиц, приносящихся к Земле с колоссальной энергией порядка 10^{10} *э-в*, в состав космического излучения входят также кванты очень высокой энергии. Наблюдения на вершинах гор и в стратосфере показали, что первичные частицы, являющиеся из глубин пространства, несут энергию порядка сотен миллиардов электрон-вольт (10^{14} *э-в*); конечно, на своём пути они образуют множество ионов, которые являются вторичными ингредиентами космического излучения.

2. Метод камеры Вильсона

245. В высшей степени важный шаг был сделан введением в эти исследования камеры Вильсона. Ионизационная камера учитывает полную ионизацию, возникающую при действии космического излучения, счётчик Гейгера — число действующих частиц. Камера Вильсона охватывает ту и другую задачу и ещё позволяет фотографировать пути частиц.

Рис. 367.

С 1926 г. акад. Д. В. Скобельцын производил обширные исследования путей комптоновских электронов, вырванных γ-лучами (§ 158); при помощи камеры Вильсона он изучал траектории этих электронов в магнитном поле (примерно, 1200—1500 эрстед). При этом он первый заметил, что наряду с электронами, пути которых сильно изгибаются и даже спирально закручиваются в магнитном поле (рис. 367), в камере Вильсона отмечаются следы электронов, не отклоняющихся этим магнитным полем (рис. 368). На основании этих опытов Скобельцын заключил, что наблюдаемые им электроны по энергии своей далеко превосходят частицы радиоактивного происхождения; минимально порядок энергии этих электронов должен быть $15 \cdot 10^6$ *э-в*; максимальная же энергия электронов при β-распаде не превышает $2{,}5 \cdot 10^6$ *э-в* (§ 171).

Дальнейшие исследования с камерой Вильсона вели сотрудник Милликена — Андерсон и другие. Их аппараты отличались в деталях устройства, но принцип был тот же, как у Скобельцына.

Камера Вильсона расположена вертикально (рис. 369), так что движение её поршня AB происходит горизонтально; вокруг камеры для отклонения заряжённых частиц расположены соленоиды, могущие дать поле $H \sim 18\,000$—$20\,000$ эрстед. Процессы в камере при прохождении космических лучей фотографировались. Некоторые из этих фотографий здесь приводим:

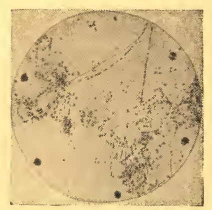
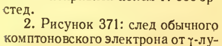


Рис. 368.

1. Рисунок 370: след сильно ионизирующей частицы, значительно искривлён полем 17 000 эрстед.



2. Рисунок 371: след обычного комптоновского электрона от γ-лучей; его траектория закручена в круг; по кривизне траектории можно оценить его энергию, она оказалась около $8 \cdot 10^6$ *э-в*.

3. Рисунок 372: путь космического электрона почти не искривлён полем 12 000 эрстед. Поперёк камеры поставлена свинцовая пластинка (6 *мм*), через которую электрон проходит почти не отклоняясь; энергию его Андерсон оценивает около $600 \cdot 10^6$ *э-в*.

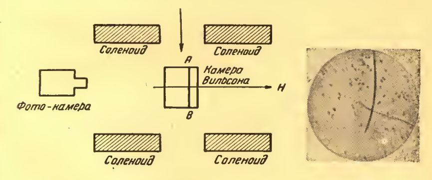


Рис. 369. Рис. 370.

246. По искривлению траектории частицы в магнитном поле может быть определена её энергия.

Уравнение движения электрона в магнитном поле (II, § 174):

$$\frac{1}{c}\,evH=\frac{mv^2}{r}$$

позволяет установить связь поля H и радиуса кривизны траектории r:

$$Hr=\frac{mcv}{e}.$$

По теории относительности кинетическая энергия частицы выразится так (§ 125):

$$W=mc^2-m_0c^2,$$

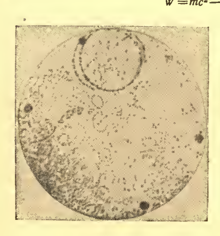


Рис. 371.

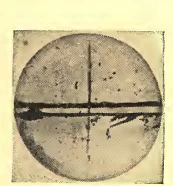


Рис. 372.

где m_0 — масса покоя электрона. Так как (§ 122):

$$m_0c^2=9\cdot10^{-28}\cdot9\cdot10^{20}=81\cdot10^{-[illegible]}\ \text{эрг}=0{,}5\cdot10^{6}\ \text{э-в},$$

то mc^2 для космических электронов гораздо больше m_0c^2, почему можно положить:

$$W=mc^2,$$

кроме того, для них можно положить $v=c$, так как $\frac{v}{c}=0{,}999999870$. Поэтому:

$$Hr=\frac{mc^2}{e}.$$

Вводя сюда обычное выражение работы при перемещении электрона в поле:

$$W=eV;\quad eV=mc^2;\quad V=\frac{mc^2}{e},$$

находим:

$$Hr=V;$$

переходим к вольтам:

$$V = 300Hr \text{ в.} \quad (1)$$

Таким образом, зная напряжённость отклоняющего поля и измеряя радиус кривизны траектории в поле, прямо находим энергию частицы в электрон-вольтах:

$$W = eV = 300 \cdot eHr \text{ э-в.} \quad (1')$$

Дальнейшее развитие этих наблюдений при помощи камеры Вильсона привело к ряду замечательных открытий.

В. ПОЗИТРОНЫ

1. Открытие позитрона

247. Андерсон делал огромное число снимков в камере Вильсона, надеясь, что чем больше будет снимков, тем больше шансов запечатлеть на некоторых из них следы проносящихся через камеру частиц или фотонов.

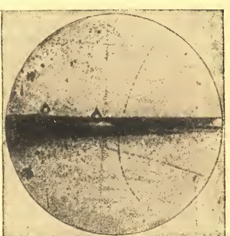


Рис. 373.

В августе 1932 г. ему удалось получить фотоснимок, который называют «знаменитым», «историческим» (рис. 373). На этой фотографии виден след частицы, внешне тождественной с траекторией электрона (рис. 368), прошедшей через 6 *мм* свинца сверху вниз, что видно по кривизне траектории и по меньшей интенсивности ионизации на длине нижней ветви; частица потеряла часть энергии при проходе через свинец. Но самое важное — это направление искривления траектории: при данном направлении магнитного поля могут быть отклонены направо лишь частицы, несущие положительный заряд (рис. 373, правило левой руки).

Андерсон не решился дать сделанному им открытию определённое толкование. Сотрудники Резерфорда Блеккет и Оккиалини в начале 1933 г. внесли замечательное усовершенствование в метод наблюдений, соединив камеру Вильсона со счётчиками Гейгера. Два счётчика Гейгера Z_1 и Z_2 с усилителями (рис. 374) расположены один (Z_1) над вертикальной

камерой Вильсона, другой (Z_2)—под ней; при таком расположении всякая частица или фотон, прошедший через камеру, обязательно пройдёт (можно считать — одновременно) и через оба счётчика. Сеточные контуры двух систем электронных ламп соединены со счёт-

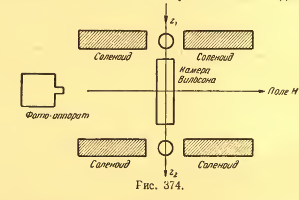


Рис. 374.

чиками так, что отзываются лишь на одновременные разряды в двух счётчиках (рис. 375). Импульсы этих разрядов через усилительный контур электронных ламп действуют на реле, способное привести в движение поршень камеры Вильсона и вызвать в ней расширение.

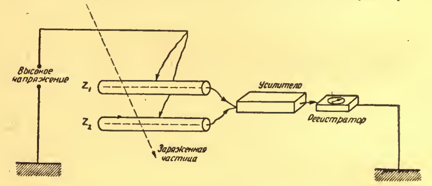


Рис. 375.

На всю эту передаточную операцию затрачивается около 0,01 сек., и в тот же момент автоматически приводится в действие освещение ртутной лампы, и фотокамера производит снимок процесса в камере Вильсона. Одновременно производятся два стереоскопических снимка в двух камерах, одна из них направлена по оси камеры Вильсона (и по магнитному полю), другая—под углом 20° к этому направлению. Не касаясь деталей устройства этого автомата, отметим, что вся установка представляет верх эксперимен-

таторского искусства; в ней осуществлена задача: «заставить очень быстрые частицы, сопровождающие космическое излучение, фотографировать самих себя, или, точнее, следы собственных путей в камере Вильсона».

Такая установка с двумя или несколькими счётчиками получила название «телескопа»: как оптический телескоп выделяет луч света определённого направления, так и два счётчика выделяют частицу определённого направления (рис. 375).

В первые же месяцы действия этой установки было получено свыше 700 фотографий.

Рассмотрим некоторые из них.

248. 1. Рисунок 376: $H=30\,000$ эрстед; траектории двух протонов и двух электронов; толстый след протона (интенсивная иони-

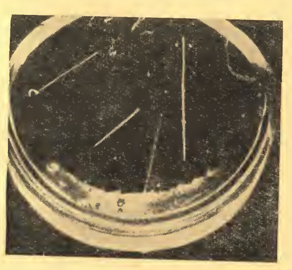


Рис. 376.

зация) искривлён соответственно положительному заряду частицы. В левом углу виден след электрона, сильно искривлённый влево, как и надлежит частице с отрицательным зарядом.

2. Рисунок 377: $H=17\,000$ эрстед. На этом снимке видим новое явление, впервые замеченное Скобельцыным и подробно изученное Блеккетом и Оккиалини: следы четырёх частиц, повидимому, исходящих из одной точки, где-нибудь из меди соленоида, расположенного над камерой; это явление было названо «ливнем» частиц.

3. Рисунок 378. Поле слабое, следы почти прямые. Одни из частиц потерпели в свинце сильное отклонение, другие — вызвали

вторичную радиацию с положительной и отрицательной кривизной (влево). «Появление такого количества следов на отдельных фотографиях,—говорит Блеккет,—очевидно, обусловлено различными вторичными процессами, разыгрывающимися при прохождении космического излучения сквозь вещество... Иногда такая группа следов представляется расходящейся из одной единственной точки; иногда же удаётся установить наличие сразу двух или более подобных центров излучения... попадаются и шальные следы, явно не имеющие отношения к главным группам».

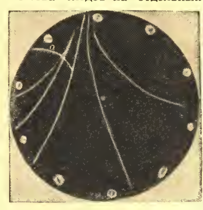


Рис. 377.

4. Рисунок 379: $H=3100$ эрстед; 16 следов; налево отклонены пути электронов с энергией около $15\cdot10^6$ *э-в* ($Hr=0{,}5\cdot10^5$); направо отклонены пути двух положительно заряжённых частиц с энергией $12\cdot10^6$ и $45\cdot10^6$ *э-в*. Тщательное изучение характера



Рис. 378.

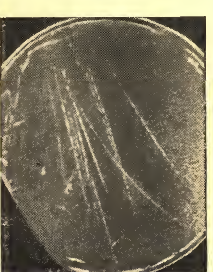


Рис. 379.

ионизации, длина пробега, величины Hr этих частиц привело к выводу, что мы имеем здесь дело с частицами, по массам

близкими к электрону, но с положительным зарядом. Эти частицы — положительные электроны, названы

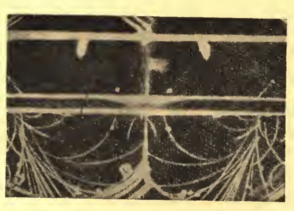


Рис. 380.

позитронами. След позитрона и обнаружил впервые Андерсон, на снимке 373.

5. Подобные же явления ливней, в которых пути отчасти искривлены влево (отрицательные частицы), отчасти вправо (поло-

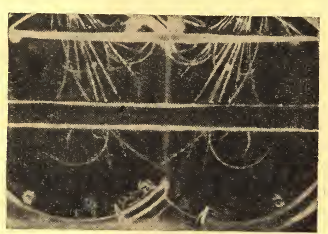


Рис. 381.

жительные частицы), были установлены на множестве фотографий (например, рис. 380, $H=17\,000$ эрстед; рис. 381, $H=12\,000$).

Таким образом, при изучении явлений, связанных с прохождением космического излучения через вещество, открыты новые частицы — **позитроны**, имеющие положительный заряд $+e = 4{,}8 \times 10^{-10}\,(CGSE) = 1{,}6 \cdot 10^{-20}\,(CGSM)$ и массу, близкую к массе электрона: $m_e = 9{,}1 \cdot 10^{-28}$ *г*.

Изучение вильсоновских фотографий, в частности ливней, внесло новые идеи в гипотезу о природе космического излучения.

Сопоставляя эти заключения с тем, что было сказано выше, приходим к выводу, что космическое излучение, которое наблюдается вблизи земной поверхности (включительно до стратосферы), имеет очень сложный состав; в нём находятся и заряжённые частицы, и кванты, и комптоновские электроны, и пары (позитрон и электрон); позже в его составе открыты мезоны— заряжённые частицы с массой $\sim 200\ m_e$ (§ 248).

Каков состав первичного космического излучения, приходящего на границы нашей атмосферы из глубины пространства и обусловливающего все вторичные, третичные и т. д. явления, непосредственно наблюдаемые в наших аппаратах,— этот вопрос в настоящее время интенсивно изучается. На этих исследованиях остановимся дальше.

2. Масса и заряд позитрона

249. После того как существование позитрона было установлено в ливнях, вызываемых космическим излучением, многие исследователи обнаружили позитроны при помощи обычных лабораторных установок (1933).

Внутри камеры Вильсона помещался кусок свинца, на который действовали γ-лучи большой жёсткости ($h\nu \sim 1{,}2 \cdot 10^6$ *э-в*), излучаемые источником (Po + Be, или RaC, ThC″), закреплённым у стенки камеры. При этом установлено замечательное явление: если квант γ-лучей обладает энергией не ниже указанного предела, позитроны и электроны возникают одновременно; это явление непосредственно можно наблюдать. Так, на рисунках 382, 383 из некоторой точки внутри камеры видим расходящиеся пути, один — отрицательной частицы, другой — положительной, между тем как след агента, обусловливающего появление этой пары, не виден (γ-лучи не производят ионизации). Такие же возникновения пар были отмечены (рис. 380, 381) при действии на свинец космического излучения.

Измерения радиусов кривизны r следов этих частиц в магнитном поле H (§ 246):

$$Hr = \frac{mv}{e}; \qquad r = \frac{mv}{eH}, \tag{2}$$

длины их пробегов и интенсивности ионизации определяют v и $\frac{e}{m}$, а значит и их массы.

Экспериментальные исследования, среди которых особой точностью и оригинальностью отличались опыты французского фи-

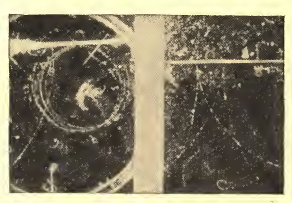


Рис. 382.

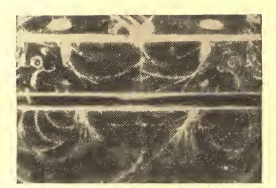


Рис. 383.

зика Тибо, позволили утверждать, что отношения $\frac{e}{m}$ и массы для позитрона и электрона можно считать равными в пределах ошибок эксперимента:

$$\frac{+e}{m_{+e}} = 1{,}76 \cdot 10^7 \frac{CGSM}{г}; \quad m_{+e} = 9 \cdot 10^{-28} \text{ г}.$$

Аппарат Тибо состоит из целесообразно изогнутой трубки (из пайрекса), в одном её конце S (рис. 384) излучатель

электронов и позитронов (соль Ra или ThC″, завёрнутая в свинцовую фольгу), в другом конце F — фотопластинка или счётчик Гейгера[1].

Теория приводит к следующим заключениям.

При надлежащем подборе величины магнитного поля ($H \sim 10^4$ эрст.) и его направления при расположении прибора в неоднородной части магнитного потока выброшенные из S электроны закручиваются полем и идут внутри трубки по спирали; в конце пути электроны фокусируются на фотопластинке

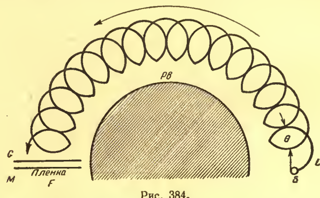


Рис. 384.

F в определённой её точке. При противоположном направлении магнитного поля в этой же точке должны фокусироваться позитроны. Это равенство отклонений в разные стороны в одном и том же магнитном поле электронов и позитронов доказывало бы равенство для них отношений $\frac{e}{m}$, а значит равенство их масс:

$$m_{+e} = m_{-e}.$$

Опыты точно подтвердили это заключение.

3. Возникновение и исчезновение пар

250. Как уже было сказано, рядом выдающихся исследователей установлено, что γ-лучи, проходя через вещество, например свинец, вызывают появление пар — позитрона и электрона, иногда как отдельное явление (рис. 368, 382, 383), иногда и в ливнях (рис. 377, 380, 381).

Блеккет и Оккиалини сопоставили это явление с давно известным, но невыясненным явлением аномального поглощения

[1] Pb — свинец, защита F от прямого действия γ-лучей из S.

γ-лучей (§ 227, 240). Фильтруя через свинец жёсткое бериллиевое излучение, содержащее и γ-лучи, и нейтроны, они, а также Кюри и Жолио показали, что именно γ-лучи, а не нейтроны вызывают образование наблюдаемых в камере Вильсона пар; именно, 2 *см* свинца уменьшают эффект появления позитронов и электронов на 40%, что и соответствует поглощению в свинце γ-лучей, а нейтроны проходят через 2 *см* свинца почти без поглощения.

Наблюдения этого замечательного явления показали, что в момент появления пары происходит эквивалентное преобразование энергии $\varepsilon = h\nu$ и массы $m = \frac{h\nu}{c^2}$ кванта γ-лучей в энергию и массу двух частиц—позитрона и электрона (рис. 385):

$$\frac{h\nu}{c^2} = 2m_e; \quad h\nu = 2m_e c^2 + W_{-e} + W_{+e}, \qquad (1)$$

Рис. 385.

где W_{-e} и W_{+e} — кинетические энергии позитрона и электрона.

Энергия, соответствующая массе электрона или позитрона, известна (§ 125):

$$m_e c^2 = 9 \cdot 10^{-28} \cdot 9 \cdot 10^{20} = 81 \cdot 10^{-8} \text{ эрг} = 0{,}5 \cdot 10^6 \text{ э-в};$$

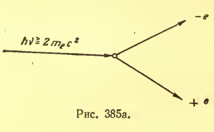


Рис. 385а.

поэтому $2m_e c^2 = 1 \cdot 10^6$ *э-в*; следовательно, γ-квант, энергия которого меньше одного миллиона электрон-вольт, не может вызвать появления пар. Это подтверждается при помощи прямого эксперимента: γ-лучи Po, квант которых обладает $h\nu = 0{,}8 \cdot 10^6$ *э-в*, не вызывают образования пар, а γ-лучи Ra*C* с квантом, обладающим $h\nu = 1{,}2 \cdot 10^6$ *э-в*, уже достаточны для возникновения пар.

Если энергия кванта больше этого минимума $1 \cdot 10^6$ *э-в*, то излишек появляется в виде кинетической энергии позитрона и электрона. Так, γ-квант Th*C''* имеет $h\nu = 2{,}6 \cdot 10^6$ *э-в*; тогда энергия каждой образовавшейся частицы может быть вычислена:

$$\frac{h\nu - 2m_e c^2}{2} = \frac{2{,}6 \cdot 10^6 - 1 \cdot 10^6}{2} = 0{,}8 \cdot 10^6 \text{ э-в}.$$

Экспериментальное определение *Hr* по наблюдениям путей появившихся позитрона и электрона в камере Вильсона даёт именно эту величину $300e\ Hr = 0{,}8 \cdot 10^6$ *э-в*.

Подобные же экспериментальные проверки были выполнены и во многих иных случаях.

Образование пар объясняет аномальное поглощение γ-лучей, которое, как ранее отмечено (§ 227), обнаружено было как явление поглощения γ-лучей сверх фотоэффектного и комптоновского поглощения.

Схема образования пары:

$$h\nu = 2m_e c^2 + W_1 + W_2 \quad (3)$$

может быть изображена, как на рисунке 385а (схема).

251. Индивидуальное существование электрона установлено больше пятидесяти лет назад; он обладает всеми атрибутами корпускулы; поток электронов не только реально существует, но может быть искусственно вызван и технически применён (фотоэлемент, электронные лампы, кенотронные установки и т. п.). Позитрон с величайшим трудом недавно обнаружен, при исключительных обстоятельствах, не может быть и речи о его техническом использовании, он проносится перед нами, как тень в камере Вильсона, и исчезает. Надо признать явную асимметрию свойств корпускул с равными массами и равными зарядами, но с противоположными знаками.

Формально эта асимметрия объясняется тем, что позитрон существует после своего появления на свет лишь очень короткое время, порядка 10^{-9} *сек.*; если мы видим довольно длинные треки (следы траекторий) позитронов в камере Вильсона, то это только потому, что скорости их соответствуют энергии в миллионы *э-в*, и потому огромны. Что же происходит в конце жизни позитрона и как мы узнаем о его исчезновении?

Т и б о и Ж о л и о независимо друг от друга, но одновременно (1933) установили экспериментально явление «аннигиляции»[1] — и с ч е з н о в е н и е п а р ы и п о я в л е н и е к в а н т о в γ-излучения, т. е. процесс, обратный рассмотренному возникновению пары.

Т и б о получал сильный поток позитронов из свинца, при помощи γ-лучей и закручивал его (рис. 384); этот поток встречал в конце пути кусок платины (Pt), на фотоплёнке сейчас же появлялись размытые следы, указывающие на возникновение интенсивного γ-излучения, между тем как узкие следы позитронов, которые были на плёнке, когда не было платины, исчезли. То же наблюдалось, если платину заменяли иными веществами (Ni, Cu, Zn, Au и т. д.).

Ж о л и о получал позитроны при помощи бомбардировки алюминия α-частицами и фокусировал их поток на таких слоях Pb

[1] От латинского слова nihil—ничто; аннигиляция—обращение в ничто; неудачный термин, ибо в этом явлении мы наблюдаем собственно преобразование, а не уничтожение.

и Al, которые могли их всецело поглотить. При этом Жолно получил те же результаты, как и Тибо: аннигиляция позитронов вызывала γ-излучение.

Для более глубокого исследования явления оба автора прибегали к счётчику Гейгера, который позволил определить число и энергию появляющихся γ-фотонов. Результаты этих исследований таковы: 1) на один поглощённый (исчезнувший) позитрон возникает в среднем два γ-кванта; 2) энергия каждого из них около $0{,}5 \cdot 10^6$ *э-в*.

Таким образом, энергия обоих γ-квантов равна как раз той энергии, которой должен обладать γ-квант при его преобразовании в пару — электрон и позитрон.

Подобные же опыты были поставлены Алихановым и Алиханьяном (Ленинград) и многими другими, которые привели к тем же результатам.

Рис. 386.

При описании опытов, обнаруживающих аннигиляцию, мы говорили об исчезновении позитронов; конечно, при этом надо разуметь всегда исчезновение пары (позитрон — электрон) с одновременным появлением γ-квантов с соответствующей энергией. Если каждый раз при описании этого явления не упоминается об электроне, то это потому, что существование электрона подразумевается, но оно не составляет условия аннигиляции; множество электронов существовало, существует и постоянно они наблюдаются нами во множестве процессов и никакой аннигиляции не происходит. Но появление позитрона всегда ведёт к аннигиляции: всякий позитрон заканчивает свою короткую жизнь (10^{-7}—10^{-9} *сек.*), исчезая при соединении с каким-нибудь электроном, причём их масса и энергия эквивалентно преобразуются в массу и энергию двух γ-квантов $2h\nu = 1 \cdot 10^6$ *э-в*, разлетающихся в разные стороны:

$$2mc^2 = 2h\nu. \qquad (4)$$

Так можно записать реакцию аннигиляции. Схема явления дана на рисунке 386.

Более подробная запись:

$$2mc^2 + W_1 + W_2 = 2h\nu.$$

252. На основании только что описанных фактов исследователи космического излучения пришли (1937) к новым взглядам на возникновение л и в н е й (§ 247).

Представим себе очень быструю частицу, хотя бы протон космического происхождения (например, с энергией 10^{10}*э-в*), пронизывающий

слой какого-либо вещества. В нём протон попадает в поле ядра $+eZ$ и вследствие взаимодействия с ядром получает импульс и ускорение. Это действие ядра названо торможением. В результате торможения уровень энергии протона изменяется на $E_1 - E_2 = \Delta E$. Эта энергия ΔE им излучается; теоретический расчёт показывает, что при этом весьма велика вероятность излучения γ-кванта с энергией, гораздо большей $2\ mc^2 = 1 \cdot 10^6$ *э-в*; этот квант будет двигаться приблизительно по направлению породившего его протона. Так как энергия γ-кванта много больше критической $2\ mc^2 = 1 \cdot 10^6$ *э-в*, то он будет на своём пути образовывать пары $+e$ и $-e$.

Эти возникшие позитроны и электроны, двигаясь по направлению кванта, обладают ещё очень большой энергией каждый, а потому при торможении вновь излучат γ-квант; если его энергия всё ещё выше критической, то он вновь образует на своём пути пары — позитрон и электрон и т. д. Эти частицы будем наблюдать, как ливень в камере Вильсона, но на самом деле это скорее л а в и н а, так как частицы возникают не одновременно, а постепенно по пути γ-квантов.

Энергия первоначального протона последовательно распределяется на всё большее и большее число частиц и на каждую из них будет приходиться всё меньше и меньше энергии. Наконец, с течением этого процесса появятся электроны и позитроны, способные уже только вызывать ионизацию и такие фотоны, энергия которых ниже $2\,me^2$; они способны затратить её только на комптон-эффект; образование лавины прекратится. Таким образом, образование лавины характерно для частиц с огромной энергией, ионизация — для частиц с более умеренным запасом энергии.

В высоких слоях атмосферы (3—4 *км*) были обнаружены ливни О ж е—по имени французского физика, который их впервые наблюдал. Это широкие потоки миллионов частиц, радиусы этих потоков достигают сотен метров. Так, по наблюдениям наших экспедиций на Памире на высоте 3800—4000 *м* наблюдались ливни с радиусами до 600 *м*. Образование ливней Оже предполагает действия первичных частиц с энергией 10^{17}—10^{16} *э-в*. Ливни подобного типа обусловленные действием лёгких частиц и γ-квантов, называются «каскадными» ливнями.

В заключение этого обзора экспериментальных исследований следует сформулировать важнейший вывод, к которому они приводят: число частиц и число квантов в наблюдаемом мире не остаются постоянными; взаимные превращения квантов и частиц лишают их признаков индивидуального существования; при процессах возникновения и аннигиляции частицы и кванты не выделяются из остальной материи, а п о р о ж д а ю т с я и и с ч е з а ю т при взаимных эквивалентных преобразованиях. При этом ещё раз подтверждаются законы постоянства энергии и массы.

Г. МЕЗОН

253. Заряжённые частицы космического излучения при прохождении через вещество тратят свою энергию на четыре процесса:

1. На возбуждение атомов среды, т. е. на перемещение электронов в атоме.

2. На ионизацию, т. е. на отрыв электронов от атомов.

3. На тормозное излучение, возникновение которого представляем себе так. Электрон (или другая частица), проходя близко от какого-нибудь ядра eZ, вследствие кулоновского взаимодействия находится под действием ускорения $a=\frac{e^2Z}{mr^2}$, где m — масса пролетающей частицы. Следовательно, при этом переменном движении заряда по общим законам электродинамики индуктивно возникает излучение, т. е. образуется электромагнитная волна или порождаются кванты; частица теряет тем больше энергии на этот процесс, чем меньше её масса, точнее — обратно пропорционально квадрату её массы, так как интенсивность излучения пропорциональна квадрату ускорения.

Таким образом, энергия электронов быстро преобразовывается в энергию электромагнитного излучения.

4. Частицы с высокой энергией ($\sim 10^{14}$ *э-в*), кроме того, затрачивают энергию на ядерные реакции (§ 256).

В космических лучах наблюдаются все эти процессы и по их интенсивности все космические лучи разделены на два типа:

а) мягкая компонента, слабо проникающая; сюда относятся электроны и позитроны; слабая ионизация, очень сильное тормозное излучение (малая масса), следовательно, порождение γ-квантов, быстрая потеря энергии в веществе;

б) жёсткая компонента, сильно ионизирующая, частицы с большими массами, энергия почти не затрачивается на излучение, поэтому эти частицы хорошо проникают в вещество.

К этой группе относятся прежде всего протоны, оставляющие после себя столь жирные следы ионизации (рис. 357, 376). В качестве внешнего признака жёсткости принята способность проникновения через слой свинца толщиной 10 *см*: излучение, проникающее сквозь такой слой,— жёсткое, не проникающее — мягкое.

Тщательный просмотр и анализ следов ионизации в снимках камеры Вильсона, в которой были помещены поглощающие пластинки (свинец, платина, рис. 380, 381, 383), привели Андерсона и Неддермейера (1937) к заключению, что существуют частицы, по массе более тяжёлые, чем электрон, но с меньшей массой, чем протон; эти частицы почти свободны от тормозного излучения, тратят энергию преимущественно на ионизацию, почему являются сильно проникающими. Блеккет проверил это заключение больше чем на 150 собственных снимках. Так была открыта новая частица, названная мезотроном или мезоном.

254. Измерения кривизны пути (§ 246), отклонений в магнитном и электрическом полях позволили определить энергию и массу мезона; в настоящее время установлено, что мезоны — нестабильные частицы трёх видов:

1) μ—мезон, масса $\mu \sim 200\, m_e$, заряд $\pm e$, время жизни $\sim 10^{-6}$ сек.; в результате распада появляется электрон (или позитрон) и два нейтрино:

$$\pm \mu \rightarrow \pm e + 2\nu_0.$$

2) π — мезон, масса $\pi \sim 300\, m_e$, заряд $\pm e$, время жизни $\sim 10^{-8}$ сек.; результат распада:

$$\pm \pi \rightarrow \pm e + \nu_0.$$

В том и другом случае происходит излучение γ-квантов.

3) Нейтральный π° — мезон, время жизни $\sim 10^{-14}$ сек., распад:

$$\pi^\circ \rightarrow h\nu + h\nu.$$

Есть основания по изучению следов космических лучей предполагать существование более тяжёлых частиц с массой до 2200 m_e (V-частицы).

Появление мезона в космическом излучении позволило внести большую определённость и понимание наблюдаемых процессов в этом явлении. Повидимому, при настоящем, далеко ещё недостаточном состоянии наших знаний можно представить себе такой ход событий.

Первичные частицы космического излучения, преимущественно протоны с энергией до 10^{15}—10^{17} *э-в*, в отдалённых частях атмосферы под действием мощных квантов с энергией не меньше 10^{10} *э-в* порождают несколько мезонов; процесс этой генерации неизвестен. Эти мезоны составляют жёсткую компоненту космического излучения, которая частью распадается, порождая электроны, позитроны и кванты, частью доходит до Земли. Электроны, позитроны и кванты, порождаемые при этом, составляют мягкую компоненту; образование её является уже третичным процессом.

Возникшие так кванты и электроны, если их энергия не меньше 10^6 *э-в*, при прохождении через вещество вызывают явление ливней, при меньшей энергии — сильную ионизацию, которая наблюдалась первыми исследователями космического излучения в нижних слоях атмосферы.

Д. О ПРИРОДЕ И СОСТАВЕ КОСМИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

255. Для выяснения природы и состава космического излучения важнейшую и основную роль играют наблюдения в высоких слоях тропосферы и в стратосфере. Высокогорные исследования

у нас на Памире (под руководством академика Д. В. Скобельцына на высоте 3860 *м*), на Алагезе (под руководством А. И. Алиханова и А. И. Алиханьяна на высоте 3250 *м*), на Юнгфрау (3300 *м*, Швейцария) и в Андах (США, до 5000 *м*) и в других пунктах при помощи разнообразных методов позволили постепенно приблизиться к вопросу о первичном составе космического излучения.

Более высокие слои исследовались при помощи шаров-зондов, которые поднимали регистрирующие приборы (рис. 387) до 37 *км*. В настоящее

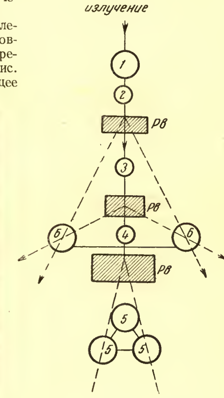


Рис. 387.

Рис. 388.

время эти приборы поднимаются реактивными двигателями на 160 *км* и более. Таким образом, исследуются высшие слои стратосферы, где следует ожидать встретить первичное излучение до его взаимодействий с частицами плотных слоёв атмосферы.

Одна из схем регистрирующих приборов изображена на рисунке 388. Поднимаемая камера заключает в себе системы счётчиков 1, 2, 3, 4, 6 и 6, 5, 5 и 5, разделённых свинцовыми слоями (тол-

щина порядка 10 *см*). Эти счётчики-телескопы (рис. 388) регистрируют как первичное излучение (счётчики 1, 2, 3), так и порождаемое в свинце (4, 6, 6, 5, 5) в виде отдельных частиц, или ливней, что позволяет судить о мягкости или жёсткости первичного излучения.

Впервые подобные приборы были построены и применены Шайном в США и С. Н. Верновым у нас.

С. Н. Вернов, Н. А. Добротин, В. И. Векслер[1] и их сотрудники за последние годы разработали точнейшие приборы для регистрации явлений космического излучения на больших высотах и передачи по радио регистрируемых сигналов на землю, к радиоприёмникам и усилителям.

1. В самой приёмной камере (рис. 389) в известные моменты подъёма (на разных высотах) счётчики автоматически (при помощи моторчиков) вдвигались или выдвигались из свинцовых камер со стенками определённой толщины.

Для регистрации первичного излучения и ливней, им порождаемых, установка имела систему счётчиков (рис. 389, изображение в двух проекциях), позволяющих изучать пространственное распределение частиц в ливне; счётчики I, II, III— телескоп, определяющий направление первичного

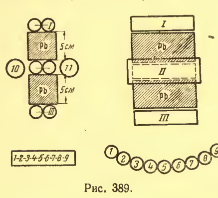
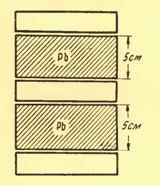
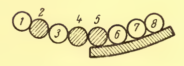


Рис. 389.





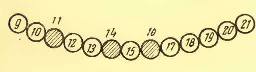


Рис. 390.

излучения, счётчики 1,2, 3,..., 11 — показывают направление порождаемых частиц. Подобная установка называется «годоскоп» (указатель пути).

2. Положим, что в данном случае на высоте «сработали» счётчики 2, 4, 5. Это ливень частиц, он прошёл через счётчики 2 и 11—4, 14—5 и 16 (рис. 390). При помощи острой радионастройки эти сигналы двояко обнаруживаются усилителем на земле:

а) либо вспыхивают установленные на панели в определённом порядке и связанные через усилитель радиоприёмника с каждым счётчиком неоновые лампы (рис. 391; 392);

б) либо производилась фотозапись сигналов на движущейся фотоленте катодного осциллографа, включённого на выходе радиоприёмника (рис. 393).

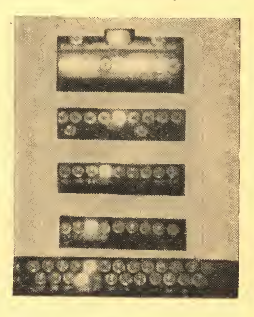


Рис. 391.

256. Огромное число подобных наблюдений у нас в СССР и за рубежом позволило прийти к определённым заключениям о составе первичного космического потока, о взаимодействии его с веществом и о возникающих при этом явлениях.

I. Первичное излучение, появляющееся из глубины космического пространства, по наблюдениям в высочайших слоях стратосферы[1] состоит из т я ж ё л ы х з а р я ж ё н н ы х ч а с т и ц, в основном—из протонов, с энергией 10^9—10^{20} *э-в.*

II. Эти первичные частицы вызывают я в л е н и я в з р ы в н о г о х а р а к т е р а в я д р а х а т о м о в: под действием космической частицы происходит развал ядра и порождение многих новых частиц. Эти ливни, нового происхождения и характера, были открыты С. Н. В е р н о в ы м (1946) и его сотрудниками и названы «о с о б ы м и л и в н я м и». Состав их чрезвычайно сложен; в них входят: 1) части разрушенного атомного ядра — нуклеоны и α-частицы, сравнительно небольшой энергии, сильно ионизующие; 2) электроны и фотоны высоких энергий ($\sim 10^{14}$ *э-в*);

[1] По последним сведениям—до 400 *км* высоты.



Рис. 392

3) проникающие частицы (пронизывающие больше чем 10 *см* свинца); повидимому, это тоже протоны, мезоны и нейтроны, но получившие при ядерном взрыве огромные запасы энергии, которые позволяют им вызывать самим новые ядерные взрывы и новые ядерно-электронные ливни. Возникает как бы цепная реакция, обусловливающая порождение «особых» ливней. Такие явления были ранее установлены при распаде атомов урана, которые, как известно, повели к столь важным последствиям. Эти новые явления подлежат дальнейшему исследованию; следует предполагать при этом особый процесс преобразования энергии, механизм которого ещё не вполне ясен.

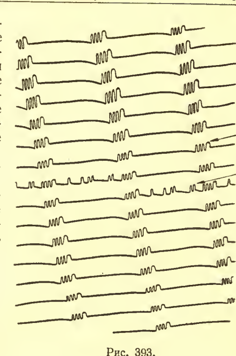


Рис. 393.

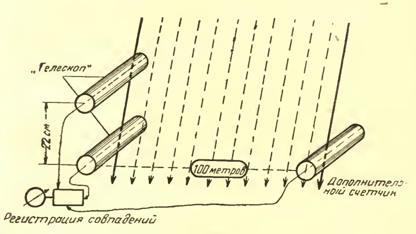


Рис. 394.

III. Возникший в «особом» ливне поток частиц высокой энергии обусловливает появление хорошо изученных «каскадных» ливней или лавин, процесс образования которых давно известен. Если первоначальный запас энергии возникших частиц, в частности—электронов велик (10^{14}), то лавины получают огромные размеры, развиваясь на сотни метров и захватывая миллионы частиц. Эти ливни, называемые «ливни Оже», непосредственно наблюдаются по совпадениям импульсов в раздвинутых счётчиках (на рисунке 394 показано, что дополнительный счётчик можно отодвигать от основных); по мере удаления третьего счётчика, сначала большое число совпадений постепенно уменьшалось. Это значит, что он удаляется от наиболее «густой» области ливня; при удалении его на сотни метров наблюдаем лишь случайные прохождения отдельных частиц, уже не принадлежащих к данному ливню. Так определяются границы ливня.

257. Новый мощный метод исследования космического излучения дан в применении фотографии. Впервые о возможности этого метода говорил ещё лет двадцать назад А. В. Мысовский; он указал, что для космических явлений нужны особые фотопластинки: а) в них должно быть по крайней мере в 10 раз больше галоида серебра, чем в обычных пластинках (по отношению к данному количеству желатина); б) слой эмульсии должен иметь толщину около 0,1 *мм* вместо обычной толщины 0,02 *мм*. Такие пластинки были изготовлены и применены в космических исследованиях впервые А. П. Ждановым (1934), а затем вообще к широкому изучению ядерных процессов английским физиком Поуэллом и его сотрудниками.

Для лабораторных исследований применяется установка, подобная той, которая фигурировала в исследованиях Кокрофта (рис. 334, § 229); на наклонно расположенной пластинке фотографировались следы излучения из мишени (в данном случае — бора), подвергнутой действию потока дейтронов из высоковольтной установки (циклотрона). Результат расщепления ядра атома бора видим на рисунке 395; пробеги α-частиц, протонов и других частиц можно отчётливо различать в одной и той же эмульсии (рис. 396, *а*— протон, *б*—α-частица, *в*—мезон).

Этот способ был применён к исследованию космического излучения на высоких горах (на Памире, на Юнгфрау) и в шарах-зондах. Камера с пластинками (рис. 397) помещалась в сосуд Дьюара, чтобы предохранить их от сильных колебаний температуры; между фотопластинками помещались блоки свинца различной толщины, так что пластинки играли роль счётчиков, записывающих явления до и после прохождения частиц через свинец.

Фотоснимки, полученные Ждановым, Поуэллом и их сотрудниками, дали полное и наглядное подтверждение тех положений о явлениях в космическом излучении, которые были высказаны



Рис. 395.

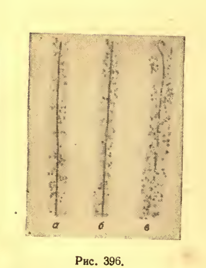


Рис. 396.

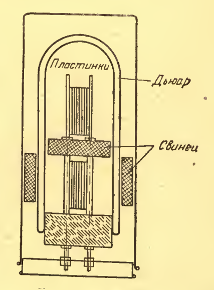


Рис. 397.

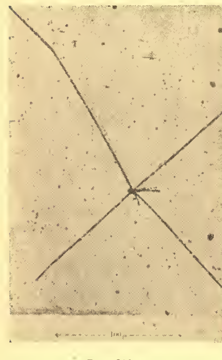


Рис. 398.

выше (§ 256). Отметим некоторые из этих снимков:

1) Рисунок 398. Звездообразное расщепление ядра частицей космических лучей (повидимому, протоном); извержены четыре α-частицы с энергией около $64 \cdot 10^6$ *э-в*.

2) Рисунок 399. Взрывное расщепление ядра атома серебра космической частицей (повидимому, мезон) с энергией порядка 10^9 *э-в*. Различаем следы 7 протонов, 5 α-частиц и тяжёлые ядерные осколки.

3) Рисунок 400. Звездообразное расщепление тяжёлого ядра с вылетом длиннопробежной α-частицы (энергия $32 \cdot 10^6$ *э-в*).

4) Рисунок 401. Звездообразное расщепление ядра с вылетом частицы (мезон), вызывающей вторичное ядерное расщепление — цепная реакция

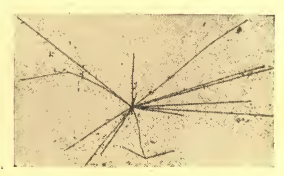


Рис. 399.

5) Рисунок 402. Результат взрыва атома при действии космической частицы с энергией $3{,}5 \cdot 10^9$ *э-в* в виде одностороннего ливня. А. П. Жданов непосредственным счётом следов в ливне показал,

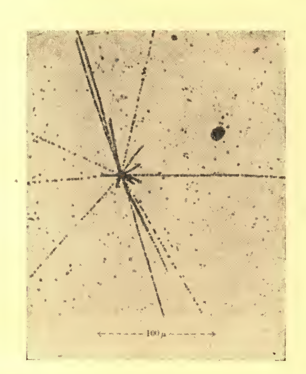


Рис. 400.



Рис. 401.

что число следов соответствует числу протонов в ядре атома серебра, в других случаях — в ядре атома брома, входящих в эмульсию.

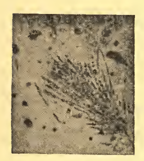


Рис. 402.

Множество подобных исследований устанавливает факт расщепления ядер космическими лучами, следовательно, выясняет происхождение «особых», электронно-ядерных ливней, каскадных ливней и мягкой компоненты космических лучей.

Итак, в настоящее время можно так представить себе процесс космического излучения от пределов атмосферы:

Первичные тяжёлые частицы, в основном—протоны (10^{14}—10^{17} *э-в*).

Кроме протонов, в первичном излучении заметную роль играют ядра различных элементов. Например, ядра гелия составляют около 10% числа протонов. Ядра других элементов до A=30 также

присутствуют в составе первичного излучения.

Взрывы и расщепления ядер

Медленные нуклеоны, мезоны, электроны, ядерно-активные частицы

«Особые» и каскадные ливни

Мягкая компонента.

Вопрос о зарождении в космосе излучения, факт существования которого и состав теперь столь хорошо изучен, остаётся ещё не решённым. Было предложено много гипотез об источнике энергии первичных частиц, но все они постепенно отпали.

В последние годы проф. Я. П. Терлецким[1] выдвинута гипотеза об индукционном ускорении космических частиц в переменных электрических и магнитных полях огромной протяжённости, образованных при движении Солнца, звёзд, облаков междузвёздной материи. Магнетизм этих космических объектов установлен астрономическими наблюдениями, почему и существование этих электромагнитных полей объяснимо.

[1] Проф. Я. П. Терлецкий—лауреат Сталинской премии 1950 г.

Таким образом, эта, интенсивно разрабатываемая гипотеза связывает проблему о происхождении космического излучения с астрофизическими учениями о состоянии и эволюции звёзд.

III. СТРОЕНИЕ ЯДЕР

А. ИСКУССТВЕННАЯ РАДИОАКТИВНОСТЬ

258. Кюри и Жолио помещали в камеру Вильсона алюминий, затем бор и некоторые другие лёгкие элементы и подвергали их бомбардировке α-частицами (из полония). Наблюдая отклонения следов извергаемых при этом частиц в магнитном поле, они обнаружили интенсивное испускание позитронов. Прекратив бомбардировку α-частицами, они заметили, что испускание позитронов этими элементами не прекращается; продолжающаяся активность могла быть прослежена при помощи счётчика Гейгера или ионизационной камеры. Оказалось, что эта возбуждённая, искусственная радиоактивность падает согласно общему закону радиоактивного распада (§ 169):

$$n = n_0 e^{-\lambda t};$$

были определены периоды полураспада: для алюминия $T = 3{,}25$ мин., для бора 14 мин., магния 2,5 мин. и т. д.

Таким образом, Кюри и Жолио в 1934 г. открыли совершенно новое и очень важное для понимания строения ядра явление — искусственную радиоактивность.

В случае алюминия и бора можно представить себе такой ход реакции в двух стадиях:

1) $Al_{13}^{27} + He_2^4 \rightarrow P_{15}^{30} + n_0^1$.

2) Изотоп фосфора P_{15}^{30} не существует в природе; он неустойчив ($T = 2{,}5$ мин.) и потому распадается, выделяя устойчивый изотоп кремния и позитрон:

$$P_{15}^{30} \rightarrow Si_{14}^{30} + \overset{+}{e}.$$

Также в случае бора:

1) $B_5^{10} + He_2^4 \rightarrow N_7^{13} + n_0^1$; 2) $N_7^{13} \rightarrow C_6^{13} + \overset{+}{e}$.

Для радиоактивного азота N_7^{13} $T = 14$ мин.

Кюри и Жолио подтвердили правильность этих реакций непосредственно химическим анализом, именно им удалось химически выделить радио-фосфор P_{15}^{30} и радио-азот N_7^{13} и установить кратковременное существование этих новых элементов.

Итак, сущность искусственной радиоактивности сводится к тому, что при преобразовании ядер могут получаться новые, неустойчивые, неизвестные ранее изотопы, обладающие всеми признаками радиоактивных элементов.

259. Дальнейшие исследования показали, что подобные неустойчивые изотопы возникают и при иных обстоятельствах, и именно — при бомбардировке ядер протонами, дейтронами и особенно нейтронами.

1. Кокрофт и Уолтон в своей установке (§ 235) подвергли углерод действию протонов со скоростью $6 \cdot 10^5$ *в* и получили радио-азот:

$$C^{12}_6 + H^1_1 \rightarrow N^{15}_7,$$

который распадался так же, как и радио-азот из бора, но с другим периодом, именно — 10,3 мин. вместо 14 мин.

Подобная же реакция с Li^7_3 даёт:

$$Li^7_3 + H^1_1 \rightarrow Be^8_4,$$

этот изотоп бериллия неустойчив:

$$Be^8_4 \rightarrow He^4_2 + He^4_2;$$

очень быстрые α-частицы (пробег в воздухе до 13 *см*) выбрасываются в противоположные стороны (как на рис. 336).

2. Тот же радио-азот был получен при помощи циклотрона в лаборатории Лоуренса при бомбардировке углерода дейтронами:

$$C^{12}_6 + H^2_1 \rightarrow N^{13}_7 + n^1_0.$$

3. Лоуренс вывел пучок дейтронов через алюминиевое окошко из циклотрона в воздух, причём дейтроны были разогнаны до скорости $2{,}15 \cdot 10^6$ *в*. В воздухе замечалось на расстоянии 4,7 *см* сияние. Затем удалось повысить скорость дейтронов до $6 \cdot 10^6$ *в*; в конце трубки было сделано платиновое окошко: через него вырывался мощный поток дейтронов (рис. 343), который можно было проследить на 2 *м*. Заметим, что полученный ток дейтронов $6 \cdot 10^{-6}$ *а* соответствует вылету $3{,}8 \cdot 10^{13}$ дейтронов в секунду, что эквивалентно потоку α-частиц, извергаемому в 1 *сек.* 1 *кг* радия. Таким образом, получен искусственный источник дейтронов, во много раз более мощный, чем естественные радиоэлементы; при помощи его возможно осуществить многие ядерные реакции. Рассмотрим некоторые из них.

а) Вводя в поток дейтронов натрий или хлористый натрий NaCl, получаем неустойчивый изотоп натрия Na^{24}_{11}:

$$1)\quad Na^{23}_{11} + H^2_1 \rightarrow Na^{24}_{11} + H^1_1; \quad 2)\ Na^{24}_{11} \rightarrow Mg^{24}_{12} + \bar{e},$$

он распадается с полупериодом 15,5 часа, превращаясь в магний с выделением электронов с энергией $1{,}2 \cdot 10^6$ *э-в*. Исследование поглощения этих β-лучей обнаружило, что радио-натрий, кроме электронов, ещё испускает γ-лучи огромной энергии $5{,}5 \cdot 10^6$ *э-в*, которая значительно превышает энергию γ-излучения естественных радиоэлементов (§ 170).

б) Бомбардировка бора дейтронами выделяет радио-углерод C^{11}_6:

$$1)\ B^{10}_5 + H^2_1 \rightarrow C^{11}_6 + n^1_0; \quad 2)\ C^{11}_6 \rightarrow B^{11}_5 + \overset{+}{e}.$$

в) Азот при действии дейтронов $2 \cdot 10^6$ *в* выделяет радио-кислород O^{15}_8:

$$1)\quad N^{14}_7 + H^2_1 \rightarrow O^{15}_8 + n^1_0; \quad 2)\ O^{15}_8 \rightarrow N^{15}_7 + \overset{+}{e}$$

Из этого видно, насколько разнообразны могут быть процессы создания искусственных радиоактивных тел.

Наиболее обильный источник искусственных радиоэлементов был открыт итальянским физиком Ферми; он и его сотрудники

подвергли нейтронной бомбардировке почти все элементы периодической системы и получили множество новых неустойчивых, радиоактивных элементов и, кроме того, некоторые новые устойчивые изотопы.

Ампулка (6×15 *мм*) с эманацией радия (радон, Rn) и порошком бериллия служила источником нейтронов (рис. 403). Такой препарат (Rn + Be) является интенсивным источником нейтронов, который имеет особое значение для исследования тяжёлых элементов, т. е. таких, высокий потенциальный барьер которых не позволяет α-частицам проникать в их ядра; как известно, этот барьер не существует для нейтронов.

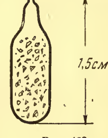


Рис. 403.

Исследуемое вещество после нейтронной бомбардировки переносят в отдельное помещение, и возникшее излучение изучается при помощи счётчика Гейгера или ионизационной камеры с очень чувствительным электрометром. Прежде всего надо отметить, что образовавшиеся при действии нейтронов неустойчивые ядра всегда выделяют электроны (β-частицы), это было установлено контрольными опытами с отклонением магнитным полем в камере Вильсона.

260. Самые ядерные реакцнн, ведущне к образованню под действнем нейтронов неустойчивых радиоэлементов, могут быть разделены на три типа:

I. После реакцни образуется новое ядро, масса которого равна прежией, но заряд на единнцу меньше; можно представить себе эту реакцню так: нейтрон прн столкновенин с ядром захвачен, из ядра выбрасывается протон. Пример:

1) $$Mg^{24}_{12} + n^1_0 \rightarrow Na^{24}_{11} + H^1_1;$$

ядро магния, захватив нейтрои, выбросило протон и преобразовалось при этом в неустойчнвый изотоп натрия, который, распадаясь с полупериодом 15 час., снова образует изотоп магиня, выбрасывая электрои:

2) $$Na^{24}_{11} \rightarrow Mg^{24}_{12} + \bar{e}.$$

Ещё пример:

1) $$P^{31}_{15} + n^1_0 \rightarrow Si^{31}_{14} + H^1_1;$$

2) $$Si^{31}_{14} \rightarrow P^{31}_{15} + \bar{e};$$

(полупериод 3 часа).

II. Захват ядром нейтрона сопровождается выбрасыванием α-частицы, напрнмер:

1) $$P^{31}_{15} + n^1_0 \rightarrow Al^{28}_{13} + He^4_2,$$

возникшнй из фосфора изотоп алюмнння Al^{28}_{13} имеет массу на три едииицы меньше, а заряд на две еднннцы меиьше, чем P^{31}_{15}, этот изотоп алюмнния неустойчив и в 2,3 мин. превращается в кремнй:

2) $$Al^{28}_{13} \rightarrow Si^{28}_{14} + \bar{e}.$$

Ещё примеры подобной реакции:

А. 1) $Al^{27}_{13} + n^1_0 \rightarrow Na^{24}_{11} + He^4_2$; 2) $Na^{24}_{11} \rightarrow Mg^{24}_{12} + \bar{e}$.

Б. 1) $P^{31}_{15} + n^1_0 \rightarrow Al^{28}_{13} + He^4_2$; 2) $Al^{28}_{13} \rightarrow Si^{28}_{14} + \bar{e}$.

III. Захват нейтрона может вести к образованию неустойчивого изотопа исходного элемента:

1) $$J^{127}_{53} + n^1_0 \rightarrow J^{128}_{53};$$

изотоп йода J^{128}_{53} возник путём присоединения или прилипания нейтрона к ядру J^{127}_{53}; при этом необходимо происходит γ-излучение; принимая массу нейтрона равной 1,0085, имеем такой энергетический баланс:

$$J^{127}_{53} + n^1_0 + W_n = J^{128}_{53} + h\nu,$$

где W_n — кинетическая энергия нейтрона до реакции; возникновение γ-лучей при этой реакции было экспериментально обнаружено Ферми. Изотоп йода превращается в ксенон (полупериод 25 мин.) с испусканием электрона:

2) $$J^{128}_{53} \rightarrow Xe^{128}_{54} + \bar{e}.$$

Исследования подобных ядерных реакций Ферми и многими другими исследователями (у нас — Лукирским, Царёвой, Алихановым, Курчатовым и др.) определённо установили ещё к 1940 г., что при воздействии α-частиц или нейтронов по крайней мере 60 элементов преобразовываются в совершенно новые, неизвестные ранее изотопы; эти, искусственно полученные изотопы почти всегда неустойчивы (исключение — кадмий и иттрий, дающие устойчивые изотопы); так искусственно получены новые радиоактивные элементы. Продолжение и расширение этих исследований дало в высшей степени важные результаты.

Б. СОСТАВ И СТРОЕНИЕ ЯДЕР

261. Обширные экспериментальные исследования последних лет, о которых дано понятие в предыдущем изложении, установили существование пяти элементарных частиц — протон, нейтрон, мезон, электрон и позитрон, с которыми встречаемся при ядерных реакциях; шестое образование — фотоны — играют особенную роль при этих процессах, которая обособляет их от первых четырёх субстанций. Кроме того, было постулировано теоретически существование частицы нейтрино ν_0.

Возникает вопрос: как, в каких комбинациях и в каком числе эти элементарные частицы входят в ядра и какими силами они там удерживаются, обусловливая устойчивость большинства атомных ядер?

До открытия нейтрона (1932) полагали, что в состав ядра входят протоны и электроны, хотя уже и тогда многие указывали на недопустимость такой комбинации частиц. Но существование, наряду

с α-распадом β-распада радиоактивных атомов, казалось, оправдывало эту гипотезу: из ядра действительно выбрасываются α-частицы — комбинация протонов и β-частицы — электроны.

Рассмотрим одно из основных возражений против этой гипотезы: лёгкие частицы—электроны, позитроны и мезоны, не могут быть локализированы в столь малом объёме, каков объём ядра с радиусом порядка 10^{-13} *см*.

Чтобы это доказать, вычислим энергию электрического взаимодействия электрона (или позитрона) с другим электроном или протоном в ядре:

$$\Pi = \frac{e^2}{r} = \frac{(4,8)^2 \cdot 10^{-20}}{10^{-13}} = 18,3 \cdot 10^7 \text{ эрг} = 1,1 \cdot 10^6 \text{ э-в}.$$

Эта энергия, рассчитанная для наибольшего из возможных расстояний между взаимодействующими частицами ядра, больше, чем собственная внутренняя энергия электрона (§ 125, 250):

$$m_e c^2 = 0,5 \cdot 10^6 \text{ э-в},$$

обусловливающая само существование электрона. При таком внешнем воздействии электрон не мог бы существовать, он был бы разрушен, перестал бы существовать как индивидуальная частица.

Заметим, что для протонов и нейтронов mc^2 имеет огромное значение $\sim 900 \cdot 10^6$ *э-в*, гораздо больше найденной выше величины; поэтому эти частицы могут сохраняться в ядре при действующих там силах, не теряя своей индивидуальности.

Итак, в ядре нет лёгких частиц. Однако при радиоактивных преобразованиях ядер всё равно, при естественных превращениях или искусственных, мы, несомненно, наблюдаем потоки β-частиц, электронов, а также обнаруживаем и позитроны. Откуда же они берутся, если их нет в ядре? Теория атомного ядра даёт на это определённый ответ: электроны, мезоны и позитроны порождаются при переходе ядра из одного состояния в другое, подобно тому, как атом порождает и излучает кванты при переходе из высшего энергетического состояния в низшее. Атом излучает кванты при процессах в его электронной оболочке; ядро излучает электроны, позитроны, мезоны и кванты при ядерных реакциях, создавая их в течение этих процессов. Для обоснования этого положения обратимся к современному представлению о составе ядра.

Как только был открыт нейтрон, Д. Д. Иваненко (Ленинград) и Ферми (Рим) одновременно высказали гипотезу, что ядра построены только из протонов и нейтронов; в некоторых случаях они комбинируются в ядрах в α-частицы:

$$2\text{H}_1^1 + 2n_0^1 \rightarrow \text{He}_2^4.$$

В многочисленных ядерных реакциях после расщепления ядер обнаруживаются протоны и нейтроны, очевидно, являющиеся осколками ядер. С другой стороны, гипотеза о построении ядер из протонов и нейтронов устраняет многие противоречия, существовавшие до этой гипотезы.

262. Ядро атома водорода включает в себя один протон; в случае тяжёлого водорода его ядро содержит протон и нейтрон. Ядро всякого другого атома, атомный вес (атомная масса) которого A, а заряд ядра eZ, имеет в своём составе Z протонов и $A-Z$ нейтронов; число Z определяет заряд ядра и место атома в таблице Менделеева; число A—сумму масс протонов и нейтронов — массу ядра. Так, например:

Ядро атома	Атомный вес $A=Z+(A-Z)$	Число протонов Z	Число нейтронов $A-Z$
H_1^1	1	1	0
H_1^2	2	1	1
Li_3^6	6	3	3
Li_3^7	7	3	4
Be_4^9	9	4	5
Be_4^{10}	10	4	6
B_5^{10}	10	5	5
B_5^{11}	11	5	6
C_6^{12}	12	6	6
N_7^{14}	14	7	7
N_7^{15}	15	7	8
N_7^{13}	13	7	6
Na_{11}^{23}	23	11	12
Na_{11}^{24}	24	11	13
Fe_{26}^{56}	56	26	30
Fe_{26}^{54}	54	26	28
Zn_{30}^{64}	64	30	34
Zn_{30}^{66}	66	30	36
Ra_{88}^{226}	226	88	138
U_{92}^{238}	238	92	146

Эти Z протонов и $A-Z$ нейтронов связаны в ядре и их взаимодействие обусловливает, как степень прочности и устойчивости ядра, так и его энергетические особенности. Могут взаимодействовать в ядре:

1) Протоны и протоны; установлено, что, несмотря на взаимодействие по закону Кулона, эти частицы в ядре притягиваются друг к другу.

2) Нейтроны и нейтроны.
3) Нейтроны и протоны.

Силы, обусловливающие взаимодействия любой пары частиц, одинаковы и, несомненно, не электрические, поскольку нейтрон — не заряжённая частица; эти силы какой-то иной природы; характер их ещё далеко неясен. Одно можно сказать с уверенностью, что

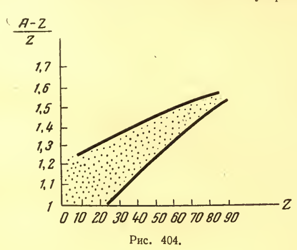


Рис. 404.

это — силы притяжения, так как иначе не была бы обеспечена прочность и самая возможность существования ядра.

Первые десять элементов системы Менделеева (за исключением водорода) имеют ядра, построенные почти из одинакового числа протонов и нейтронов; у более тяжёлых атомов число $\frac{A-Z}{Z}$, дающее отношение числа нейтронов к числу протонов, растёт; так, для Fe это отношение около 1,2 : 1, а для U—1,5 : 1, т. е. на 2 протона приходится три нейтрона.

263. Если на оси абсцисс отложить Z, а на оси ординат $\frac{A-Z}{Z}$ (рис. 404), то устойчивым элементам будут соответствовать точки, расположенные в узкой области между двумя кривыми; на каждой прямой, параллельной оси ординат, будут лежать изотопы, с равным числом протонов Z и с разными числами нейтронов $A-Z$ (см. таблицу. на стр. 474); например, на прямой $Z=30$ будем иметь изотопы цинка Zn_{30}^{64} и Zn_{30}^{66}. Следует подчеркнуть вытекающее отсюда заключение: изотопы элементов различаются друг от друга числами входящих в их ядра нейтронов при данном числе протонов Z.

Выше и ниже указанных пограничных кривых лежат неустойчивые изотопы, которые не были известны, пока реакции искусственной радиоактивности не научили их создавать.

1. Выше области устойчивости могут быть лишь изотопы с излишком нейтронов, возникающие вследствие нейтронной бомбардировки и захвата нейтрона ядром по одному из указанных трёх типов реакций (§ 259), как, например, реакции образования неустойчивых изотопов Na_{11}^{24}, Al_{13}^{18} и т. п. (стр. 472). Эти неустойчивые изотопы при порождении электрона превращаются в устойчивые, причём один нейтрон обращается в протон; следовательно, на графике точка, соответствовавшая неустойчивому изотопу, опустится в устойчивую область и переместится вправо вследствие возрастания числа протонов Z. Так, в случае Na_{11}^{24} приходим к устойчивому ядру Mg_{12}^{24}; самый процесс преобразования:

$$Na_{11}^{24} \rightarrow Mg_{12}^{24} + e$$

описывается в этом случае так:

$$Na_{11}^{24} \begin{cases} \text{число протонов } 11 \\ \text{число нейтронов } 13 \end{cases} \Bigg| \quad Mg_{12}^{24} \begin{cases} \text{число протонов } 12 \\ \text{число нейтронов } 12, \end{cases}$$

при этой реакции один нейтрон превращается в протон, а дефект массы:

$$\Delta m = A_n - A_p = 1{,}00897 - 1{,}00813 = 0{,}00084 \ \frac{г}{г\text{-}атом}$$

$$\Delta E = 0{,}8 \cdot 10^6 \ \frac{э\text{-}в}{атом}$$

обеспечивает порождение лёгкой частицы (электрона) при этом превращении, так как

$$\Delta E > 0{,}5 \cdot 10^6 \ э\text{-}в.$$

Так же происходит дело в случае Al_{13}^{28} и Si_{14}^{28} и других подобных превращениях (см. стр. 469 и сл.).

2. Ниже области устойчивости могут появиться изотопы, перегружённые протонами при процессе бомбардировки α-частицами или протонами; таковы, например, P_{15}^{30}, N_7^{13} (стр. 471 и сл.).

Эти неустойчивые изотопы обращаются в устойчивые, причём один из протонов в ядре обращается в нейтрон с порождением позитрона; так, в случае P_{15}^{30} получается Si_{14}^{30}, в случае $N_7^{13} \rightarrow C_6^{13}$ и т. д. На графике — точка, соответствовавшая неустойчивому изотопу, при этом поднимается в устойчивую область и сдвигается влево вследствие уменьшения в ядре числа протонов Z.

Из обзора этих типов ядерных превращений возникает такая общая картина: внешнее воздействие (бомбардировка) нейтро-

нами, α-частицами и т. д. переводит ядро из устойчивого в неустойчивое состояние вследствие изменения отношения $\frac{A-Z}{Z}$; из этого состояния оно самопроизвольно возвращается в устойчивое состояние путём превращения протона в нейтрон (или обратно) и порождения $+e$ или $-e$. Таким образом, ядро может переходить из одного состояния в другое, как и атом в целом; признаком, определяющим устойчивость ядра, является отношение между числами нейтронов и протонов и возможность преобразования нейтронов в протоны, и обратно. Какие силы действуют при этих преобразованиях, обусловливающих изменение состояния ядра? На этот вопрос до сих пор нельзя дать точного ответа.

264. Труды многих исследователей в области теории ядра постепенно раскрывают сложные взаимодействия, силы и энергетические условия, вызывающие ядерные явления и превращения, которые экспериментально изучаются методами, описанными на предыдущих страницах. Мы кратко рассмотрим качественную сторону этих работ, так как количественная обработка очень сложна, далеко ещё не закончена.

Д. Д. Иваненко, один из выдающихся исследователей ядра, говорит[1]: «Нуклеонная модель ядра приводит к вопросу о силах, действующих между протоном и нейтроном. Эта динамическая часть модели ядра оказалась наиболее трудной и до сих пор остаётся нерешённой до конца».

Первоначальное положение, которое сыграло большую роль в теории ядра, состоит в том, что протон и нейтрон являются элементарными частицами. Это значит, что нельзя рассматривать протон как соединение нейтрона и позитрона или нейтрон как соединение протона и электрона; нужно считать твёрдо установленным, что внутри ядра нет лёгких частиц. Тогда те ядерные реакции, которые были рассмотрены, приобретают определённый смысл: при β-распаде (появление $+e$ или $-e$) происходит преобразование нейтрона в протон или обратно, причём самое появление электронов нельзя рассматривать как выделение уже бывших в нейтроне или протоне частиц; это есть известное нам явление — порождение $+e$ или $-e$ при взаимном преобразовании нейтрона и протона. Как уже было указано, полагая для нейтрона $A_n = 1{,}00893$ и для протона $A_p = 1{,}00813$, находим дефект массы при взаимном преобразовании в единицах энергии $0{,}8 \cdot 10^6$ *э-в*, достаточный для образования лёгкой частицы. Имеем аналогию: при квантовом переходе атома с одного уровня энергии на другой излучается квант энергии: при переходе ядра от одного квантового состояния к другому излучается электрон или позитрон.

[1] «Успехи физических наук», т. XXXII, в. 2.

Примеры:

$$1)\ N_7^{13} \rightarrow C_6^{13} + \overset{+}{e};\ \ 2)\ Na_{11}^{24} \rightarrow Mg_{12}^{24} + \overset{-}{e}.$$

С этой точки зрения, нейтрон и протон не две разные частицы, а одна частица в разных квантовых состояниях — в нейтронном и протонном состоянии; переход этой основной частицы из одного в другое состояние сопровождается порождением и излучением лёгких частиц, иначе β-превращением.

Дальнейшее развитие теории усложнило этот процесс β-превращения, введя представление о промежуточном звене — об испускании мезона. Протон, превращаясь в нейтрон, испускает $+\mu$:

$$h\nu + H_1^1 \rightarrow \overset{+}{\mu} + n_0^1. \qquad (7)$$

а мезон в течение $\sim 10^{-6}$ *сек.* распадается по формуле (5) с выделением нейтрино ν_0:

$$\overset{+}{\mu} \dashrightarrow \overset{+}{e} + 2\nu_0.$$

Обратно, нейтрон испускает $-\mu$, превращаясь в протон:

$$h\nu + n_0^1 \rightarrow \overset{-}{\mu} + H_1^1;$$

затем:

$$\overset{-}{\mu} \rightarrow \overset{-}{e} + 2\nu_0. \qquad (7')$$

Вообще: $\pm\mu \rightarrow \pm e + 2\nu_0$.
Современная теория ядерных сил выясняет особую роль мезонов при взаимодействии частей ядра—нуклеонов; вводится идея «обмена» π°—мезонов между нуклеонами.

Если один из нуклеонов (например—протон) испускает π°—мезоны, а другой поглощает их, или обратно, то между нуклеонами возникает мезонное поле, подобное квантовому полю между зарядами.

Этот обмен мезонами и мезонное поле между нуклеонами пытаются истолковать как причину притяжения между частями ядра.

265. Необходимость усложнения теории была обусловлена тем, что самое явление β-распада без него не поддаётся ясному энергетическому учёту. Дело в том, что, как было указано (§ 171), энергия электронов, порождаемых ядрами одинаковых атомов, имеет разное значение, изменяясь непрерывно в широких пределах, иначе: энергия β-излучения имеет непрерывный спектр. Так, на рисунке 405 представлены кривые распределения энергии β-спектра для некоторых радиоактивных элементов; по оси абсцисс отложены значения энергии в *э-в*, по оси ординат — числа β-частиц, имеющих данное значение энергии; для каждого излучателя Ra, Ra*B*,

ThC... энергия β-частиц имеет всевозможные значения от нуля до некоторого максимума. На основании закона сохранения энергии нужно ожидать, что после β-излучения α-излучение будет обладать тоже разными значениями энергии; однако известно, что α-частицы и γ-лучи для каждого радиоактивного элемента имеют определённые и притом дискретные значения энергии (§ 173, 170). Результат этот можно записать так:

$$E = E_\alpha + E_\beta;$$

где E — энергия излучения ядра; E_α — энергия α-частицы; E_β — энергия β-частицы; если E и E_α — квантованные величины, а E_β — непрерывная переменная, то нарушается закон сохранения энергии при явлении β-распада.

Для истолкования этого явления Паули (1933) ввёл гипотезу, что одновременно с электроном в момент β-распада порождается в ядре и выбрасывается ещё одна частица, которую он назвал нейтрино ν_0; эта частица должна иметь массу меньше массы электрона и не иметь электрического заряда. Вследствие этого нейтрино невозможно обнаружить экспериментально. Нейтрино в процессе β-распада порождается одновременно с электроном и уносит с собой как раз столько энергии E_ν, чтобы имело место уравнение закона сохранения энергии:

Рис. 405.

$$E = E_\alpha + E_\beta + E_\nu.$$

Это значит, что при больших значениях E_β энергия нейтрино E_ν мала, и обратно, причём сумма $E_\beta + E_\nu$ представляет энергию, высвобождающуюся при превращении нейтрона в протон, или энергию, затраченную на порождение пары электрон-нейтрино.

На основе этой гипотезы Ферми, И. Е. Тамм и другие физики создали теорию β-распада, которая в общем соответствует, по крайней мере качественно, происходящим явлениям.

Существование нейтрино было доказано в 1942 г., хотя и косвенными опытами, на основе измерения импульса отдачи, который испытывает атом в момент испускания нейтрино.

Итак, превращение нейтрона n в протон p при всех разнообразных ядерных реакциях может быть кратко изображено:

$$n \rightarrow p + \bar{e} + \nu_0.$$

Обратно:

$$p \rightarrow n + \overset{+}{e} + \nu_0.$$

Поэтому и можно рассматривать протон и нейтрон, как одну частицу—нуклеон—в разных квантовых состояниях; при переходе из одного квантового состояния в другое испускаются, можно сказать—излучаются, электрон или позитрон и нейтрино.

266. Ядра изомеры. Ещё в 1917 г. Содди высказал предположение, что существуют «изотопы высшего порядка», т. е. изотопы, обладающие одинаковым порядковым Z и одинаковыми массовыми числами A. Такие изотопы не должны были

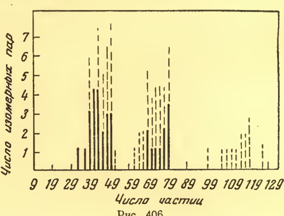


Рис. 406.

различаться ни по весу, ни по химическим свойствам, так как в их ядрах одинаковые числа протонов и одинаковые числа нейтронов:

$$Z_1 = Z_2;\ A_1 - Z_1 = A_2 - Z_2,\ \text{или}\ N_1 = N_2.$$

Гипотеза Содди была подтверждена после открытия искусственной радиоактивности (1934). Было получено много пар изотопов, имеющих одинаковый атомный номер и одинаковое массовое число, но отличающихся периодом полураспада. Такие пары изотопов получили название изомеров.

Выяснилось, что у изомеров ядра одинаковы по составу, но находятся в разных квантовых состояниях: один из членов каждой изомерной пары находится в метастабильном, т. е. длительно существующем возбуждённом состоянии, другой—в основном стабильном состоянии.

Впервые изомерия у искусственно радиоактивных элементов была обнаружена И. В. Курчатовым (1935) и его сотрудни-

ками, изучавшими образование радиоактивных изотопов у брома при облучении его нейтронами.

Было установлено, что изотоп брома Br_{35}^{80} образует изомерную пару с периодами полураспада:

$$T_1 = 18 \text{ мин.}; \ T_2 = 4{,}4 \text{ часа}.$$

Один из членов этой пары находится в основном, другой — в метастабильном состоянии.

В настоящее время известно около 120 изомерных пар, из которых около 90 принадлежит чётно-нечётным ядрам, т. е. ядрам, у которых чётное число частиц одного рода (протонов или нейтронов) и нечётное число частиц другого рода. Число изомерных пар среди чётно-нечётных ядер графически представлено на рисунке 406. Сплошной линией изображено число изомерных пар среди ядер с нечётным числом протонов, пунктирной — число изомеров среди ядер с нечётным числом нейтронов (и чётным числом протонов).

Изучение изомерных пар позволяет изучать метастабильные состояния ядер, а также сущность процесса искусственной радиоактивности.

Кроме бора, приводим ещё несколько примеров изомерии:

$Ca_{20}^{49} - \tau = 2{,}5$ час.	$Sr_{38}^{85} - \tau = 70$ мин.
$Ca_{20}^{49} - \tau = 30$ мин.	$Sr_{38}^{85} - \tau = 65$ сут.
$Mn_{25}^{52} - \tau = 21$ мин.	$Sr_{38}^{87} - \tau = 2{,}7$ часа.
$Mn_{25}^{52} - \tau = 6{,}5$ сут.	Sr_{38}^{87} — стабильный

В. ЭНЕРГИЯ СВЯЗИ

267. Зная массы нейтрона и протона и зная массы образуемых ими ядер, можно найти дефекты массы этих ядер и энергию связи на каждую частицу в ядре.

Этот вопрос уже был затронут (§ 223), теперь надлежит его рассмотреть, имея более точные сведения о составе ядер.

Атомные массы с величайшей точностью были определены при помощи масс-спектрографа (II, § 189, 190) Астоном, его сотрудником Бенбриджем и многими другими. Часть их результатов здесь приводим (физическая шкала; $O_8^{16} = 16$):

n_0^1	1,00898	Li_3^7	7,01814	C_6^{13}	13,00766
H_1^1	1,00813	Be_4^9	9,01503	N_7^{13}	13,01004
H_1^2	2,01472	Be_4^{10}	10,01677	N_7^{14}	14,00750
He_2^4	4,00388	C_6^{11}	11,01526	O_8^{16}	16,00000
Li_3^6	6,01690	C_6^{12}	12,00398		

Имея эти данные, можно вычислить как энергию связи отдельных элементарных частиц в ядре, так и энергию связи ядра атома как целого.

1. Определим энергию связи нейтрона в ядре Li_3^7. Опираясь на представления о строении ядра (§ 261), можем так изобразить реакцию преобразования Li_3^6 в изотоп Li_3^7:

$$Li_3^6 + n_0^1 \rightarrow Li_3^7;$$

дефект массы при этом преобразовании выразится так:

$$\Delta m = (Li_3^6 + n_0^1) - Li_3^7 =$$

$$= (6{,}01690 + 1{,}00893) - 7{,}01814 = 7{,}79 \cdot 10^{-3}\ \frac{грамм}{г\text{-}атом}.$$

Полученный дефект массы соответствует энергии связи:

$$\Delta E = 7{,}79 \cdot 10^{-3}\ 9 \cdot 10^{20} \frac{эрг}{г\text{-}атом} = 70{,}11 \cdot 10^{17} \frac{эрг}{г\text{-}атом} =$$

$$= \frac{70{,}11 \cdot 10^{17}}{6{,}025 \cdot 10^{23}} \frac{эрг}{атом} = 11{,}6 \cdot 10^{-6} \frac{эрг}{атом} =$$

$$= 11{,}6 \cdot 10^{-6} \cdot 0{,}625 \cdot 10^{12} = 7{,}3 \cdot 10^{6}\ \frac{э\text{-}в}{атом}.$$

Такова энергия связи нейтрона в ядре атома Li_3^7, такую энергию надо затратить для преобразования Li_3^7 в Li_3^6.

Проследив ряд арифметических операций, которые нужно выполнить над дефектом массы Δm данной реакции, чтобы найти число *э-в* энергии на одну частицу (в нашем случае — на нейтрон), можем их изобразить так:

$$\Delta E = \Delta m \cdot \frac{9 \cdot 10^{20} \cdot 0{,}625 \cdot 10^{12}}{6{,}025 \cdot 10^{23}} =$$

$$= \Delta m \cdot 0{,}934 \cdot 10^{9}\ э\text{-}в = \Delta m \cdot 934 \cdot 10^{6}\ э\text{-}в.$$

Из этого видно, что число $934 \cdot 10^6$ является переводным множителем, при помощи которого можно выразить в электрон-вольтах энергию связи ΔE, соответствующую дефекту массы $\Delta m\ \frac{грамм}{атом}$:

$$\Delta E = \Delta m \cdot 934 \cdot 10^{6}\ э\text{-}в.$$

Итак, единице атомной массы соответствует энергия $934 \cdot 10^6$ *э-в*.

Введение этой величины упрощает вычисления.

2. Определим энергию нейтрона в атоме Be_4^{10}:

$$Be_4^9 + n_0^1 \rightarrow Be_4^{10}.$$

1) $$\Delta m = (Be_4^9 + n_0^1) - Be_4^{10} =$$

$$= 9{,}01503 + 1{,}00898 - 10{,}01677 = 7{,}2 \cdot 10^{-3}\ \frac{грамм}{г\text{-}атом}.$$

2) $$\Delta E = \Delta m \cdot 934 \cdot 10^{6} = 6{,}7 \cdot 10^{6}\ э\text{-}в.$$

Сравнительно слабая связь нейтрона в атоме бериллия объясняет, почему именно при действии α-частиц на бериллий впервые было замечено излучение нейтронов. Ампулка со смесью (Rn + Be) служит источником нейтронов (§ 259, рис. 403).

268. Зная число протонов и нейтронов в ядре атома, можно для каждого ядра точно установить дефект массы и энергию связи.

3. Вычислим снова энергию связи при образовании ядра атома гелия (§ 223);

$$2H_1^1 + 2n_0^1 \longrightarrow He_2^4$$

1) $$\Delta m = 2H_1^1 + 2n_0^1 - He_2^4 =$$

$$= 2 \cdot 1{,}00813 + 2 \cdot 1{,}00898 - 4{,}00388 = 0{,}03033 \ \frac{грамм}{г\text{-}атом} =$$

$$= 30 \cdot 10^{-3} \ \frac{грамм}{г\text{-}атом}.$$

2) $\Delta m \cdot 934 \cdot 10^6 = 28 \cdot 10^6 \ \frac{э\text{-}в}{атом}$.

3) В среднем на 1 частицу $7 \cdot 10^6$ *э-в*.

Это очень большая энергия связи, поэтому α-частица является очень прочным сооружением; мы знаем, что α-частицы с успехом служили Резерфорду на заре ядерной физики для бомбардировки ядер других атомов (§ 225).

4) То же вычисление для урана:

$$U_{92}^{238} \longrightarrow 92H_1^1 + 146 \cdot n_0^1$$

1) $$\Delta m = 1910 \cdot 10^{-3} \ \frac{грамм}{г\text{-}атом}.$$

2) $$\Delta m \cdot 0{,}934 \cdot 10^9 = 1783 \cdot 10^6 \ \frac{э\text{-}в}{атом}.$$

3) В среднем на 1 частицу $7{,}5 \cdot 10^6$ *э-в*.

Таким же методом могут быть вычислены энергии связи иных ядер. В средней части таблицы Менделеева, от O(16) до Hg (200,6), энергия связи на частицу около $8{,}5 \cdot 10^6$ *э-в*, для элементов в начале и в конце таблицы несколько меньше $\sim 7{,}5 \cdot 10^6$ *э-в*.

На рисунке 407 представлен график зависимости энергии связи на частицу в ядре (нуклеон) от массового числа *A* элементов. Существенной особенностью этого графика является наличие наклонных участков — в начале и в конце таблицы элементов. Это значит, что при образовании ядер различных элементов выделяется разное количество энергии на каждую частицу. Это обстоятельство лежит в основе использования тяжёлых элементов для получения атомной энергии.

269. Обобщим полученные результаты. Если масса ядра неко-

торого атома M, а массы нейтронов и протонов, входящих в его состав, m_n и m_p то:

$$M = Zm_p + (A - Z)\,m_n + \Delta m,$$

где Δm — дефект массы, возникший в результате излучения квантов γ-лучей в момент образования ядра. Энергия связи ядра пропорциональна дефекту массы и равна:

$$\Delta E = \Delta m \cdot 934 \cdot 10^6 \text{ э-в}.$$

Образование ядер азота, углерода и особенно гелия является процессом, обусловливающим излучение Солнца и звёзд.

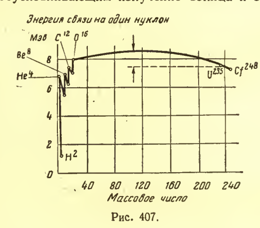


Рис. 407.

Как мы видели, энергия связи имеет огромную величину, поэтому атомы — прочные сооружения, и для их разрушения необходимы α-частицы, протоны, нейтроны γ-кванты с большой энергией, что и было установлено длинным рядом описанных исследований. Отдельно стоят явления радиоактивности, при которых происходит самостоятельный распад и преобразование ядер.

Устойчивость и прочность подавляющего большинства атомных ядер указывают на очень большие силы, действующие между протонами и нейтронами, связывающие эти составные части ядра в одно целое. Но, как уже было упомянуто, природа этих сил остаётся совершенно неясной. Гейзенберг и Ферми предполагают, что это так называемые, обменные силы, подобные тем силам, которые связывают одноимённо заряжённые атомы в молекулу, называемую гомеополярной, например H_2.

Однако и эта гипотеза обменных сил также не может объяснить всех экспериментально установленных явлений в ядре, обусловленных действием внутриядерных сил.

Г. ДЕЛЕНИЕ ТЯЖЁЛЫХ ЯДЕР

270. В начале 1939 г. германские физики Ган и Штрассман установили, что при облучении урана U_{92}^{238} нейтронами среди продуктов деления урана находится один из изотопов бария Ba_{56}^{139}; это значит, что ядро урана делится приблизительно пополам. Многие известные исследователи, как Мейтнер, Ферми, Кюри, Жолио и другие, во многих лабораториях повторяли и разнообразили эти опыты.

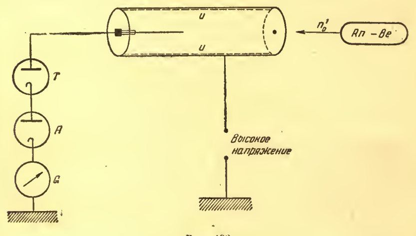


Рис. 408.

Схема этих опытов может быть представлена так. Внутренняя стенка ионизационной камеры покрыта ураном (рис. 408) в неё направляется поток нейтронов из некоторого источника, например (Rn, Be). В цепь камеры вводится ламповый усилитель A и тиратрон T, отвечающий на импульсы не меньше $100 \cdot 10^6$ *э-в*. До 30 раз в минуту наблюдались сильнейшие импульсы ионизации, которые могли быть вызваны частицами большой массы, во всяком случае в несколько раз большей, чем масса α-частиц. Если источник нейтронов окружить парафином, число толчков возрастает.

Петржак и Флеров (Ленинград), повысив чувствительность метода, обнаружили (1940) самопроизвольное (спонтанное) деление урана, без возбуждающего потока нейтронов; они оценили время полураспада при этом делении $T \sim 10^{16}$, т. е. процесс идёт гораздо медленнее, чем при α-излучении (§ 169).

Из многих возможных реакций деления урана в виде примера приведём:

$$U_{92}^{238} + n_0^1 \rightarrow Rb_{37}^{93} + Cs_{55}^{141};$$
$$U_{92}^{238} + n_0^1 \rightarrow Kr_{36}^{88} + Ba_{56}^{140}.$$

Продукты деления неустойчивы и подвергаются дальнейшему радиоактивному распаду.

Помещая источник нейтронов (Rn—Be) в камеру Вильсона, где на тонкой плёнке коллодия находился слой окиси урана, удалось зарегистрировать на фотоплёнке разделение урана (рис. 408а) и вылет в разные стороны двух сильно ионизирующих частиц.

Электростатический расчёт показывает, что обе частицы в результате распада ядра урана получают огромную кинетическую энергию. Пусть по второй вышеуказанной реакции вылетели частицы криптон ($Z_1=36$) и барий ($Z_2=56$); тогда энергия, возникающая при взаимном отталкивании на расстоянии, равном размерам ядра (примерно, $r=1{,}8\cdot10^{-12}$ *см*), выразится так:

$$W=\frac{eZ_1\cdot eZ_2}{r}=\frac{e^2\cdot 36\cdot 56}{1{,}8\cdot10^{-12}}=\sim 200\cdot10^6 \text{ э-в},$$

т. е. около $100\cdot10^6$ *э-в* на каждую частицу. Таким образом, тяжёлым частицам сообщена энергия того порядка, какая сообщается протонам и дейтронам в самых мощных циклотронах (§ 234).

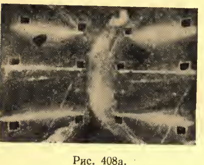


Рис. 408а.

Выделение собственно атомной, ядерной энергии при делении ядра урана обусловлено тем, что дефект массы и энергия связи ядер атомов в конце системы Менделеева меньше приблизительно на $1\cdot10^6$ *э-в* на частицу по сравнению с ядрами атомов в средней части системы (рис. 407, для урана $\sim7{,}5\cdot10^6$ *э-в*, для бария $\sim8{,}5\cdot10^6$ *э-в* на частицу). Поэтому при делении ядра урана на два ядра атомов середины системы Менделеева должна освободиться энергия $\sim238\cdot10^6$ *э-в*, выделение которой мы и наблюдаем, как главный эффект явления.

Кроме того, при этих реакциях наблюдается γ-излучение (около $10\cdot10^6$ *э-в*) и, что особенно важно, разделение урана может сопровождаться вылетом нейтронов, и при том весьма быстрых, наделённых большой энергией (рис. 409).

Подобные явления наблюдались и при облучении нейтронами тория и протактиния.

Явления деления ядер были обнаружены также в космическом излучении при образовании «особых ливней» (§ 240, рис. 402).

271. Рядом экспериментальных исследований было установлено (1939), что при каждом делении ядра урана можно ожидать вылета 2—3 нейтронов с энергией около $3\cdot10^6$ *э-в*.

Этот факт выдвинул вопрос о возможности цепной реакции при делении урана.

Энергия, выделяющаяся при каждом делении атома урана, громадна, но и затрата энергии на этот отдельный акт тоже огромна; поэтому деление атомов урана могло бы получить применимое и техническое значение нового источника энергии только в том случае, если бы возможно было установить саморазвивающуюся реакцию, подобную горению, для которого достаточно, чтобы воспламенилась ничтожная часть горючего материала, а дальше процесс становится самораспространяющимся.

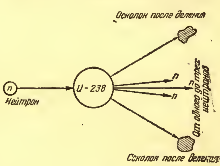


Рис. 409.

Вопрос о в о з м о ж н о с т и ц е п н о й р е а к ц и и при делении урана был подвергнут теоретическому исследованию многими физиками. Эти работы в связи с обширными экспериментальными исследованиями привели к совершенно определённому результату: цепная реакция при делении урана возможна, но для неё необходимо выполнить ряд условий.

Так как это решение было получено уже в разгар войны, то в воюющих странах явилось желание применить это открытие как можно скорее к устройству снаряда огромной разрушающей силы. Особенно большой размах эти работы получили в США, которые, как известно, привели в 1945 г. к осуществлению атомной бомбы.

272. Рассмотрим условия, обеспечивающие цепную реакцию в уране.

Деление атомов урана может быть только при неупругих столкновениях нейтронов с атомами (§ 242). Для основного изотопа урана U_{92}^{238} вероятность деления очень мала (эффективное сечение около $0{,}1 \cdot 10^{-24}$ *см*^{2}), но зато значительна вероятность резонансного захвата (эффективное сечение около 10^{-21} *см*^{2}), который происходит при энергии нейтронов около 25 *э-в* без деления урана.

Этот захват ведёт к ряду замечательных преобразований ядер и к появлению новых «зауранових» (трансурановых) элементов: нептуния Np_{93}^{239}, плутония Pu_{94}^{239}, продолжающих таблицу Менделеева на два места $Z=93$ и $Z=94$:

1) $U_{92}^{238} + n_0^1 \rightarrow U_{92}^{239} + \gamma$;

2) $U_{92}^{239} \rightarrow Np_{92}^{239} + e$;

3) $Np_{93}^{239} \rightarrow Pu_{91}^{239} + \bar{e} + \gamma$

Эти элементы, выводящие нас за пределы таблицы Менделеева, открыты физиками и химиками Калифорнийского университета и названы так по именам предельно удалённых планет нашей Солнечной системы. Нужно, однако, заметить, что Np_{93}^{239} и Pu_{94}^{242} не определяют границу системы элементов, так как при помощи бомбардировки Плутония α-частицами с энергией до $400 \cdot 10^6$ *э-в* получены элементы Am_{95}^{243}, $Z = 95$ (Америций), Cm_{96}, $Z = 96$ (Кюрий), Bk_{97}, $Z = 97$ (Берклий), Cf_{98}, $Z = 98$ (Калифорний), Ath_{99}, $Z = 99$ (Афиний), Cn_{100}, $Z = 100$ (Центурий). В 1955 г. открыт сто первый элемент $Z = 101$, который назван менделеевием.

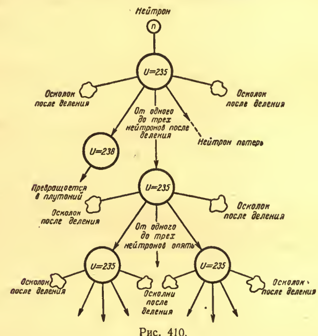


Рис. 410.

Теоретические исследования показали, что U_{92}^{238} при делении не даёт цепной реакции, но изотоп U_{92}^{235} и плутоний Pu_{94}^{239} могут дать деления с цепными реакциями **при медленных нейтронах**; Схема такой цепной реакции для U_{92}^{235} показана на рисунке 410. Эффективное сечение при переходе от быстрых нейтронов (энергия $\sim 10 \cdot 10^6$ *э-в*) к медленным или тепловым [1] нейтронам (энергия $\sim 0{,}02$ *э-в*, скорость $\sim 2000\ \frac{м}{сек}$) изменяется от $0{,}1 \cdot 10^{-24}\ см^2$ до $2 \cdot 10^{-24}\ см^2$, вероятность деления возрастает.

[1] Название говорит о том, что скорости их близки к скоростям теплового молекулярного движения.

Следовательно, первая задача, которая встала перед экспериментаторами,—это замедлить нейтроны; путь для этого был уже ранее намечен: надо быстрые нейтроны направлять в среду, где бы они испытывали упругие столкновения, сопровождающиеся изменениями скоростей. Оказалось, что наиболее удобным замедлителем, однако трудно добываемым, является тяжёлая вода; позже было найдено, что для этих целей пригоден графит. Деление урана U_{92}^{235} можно представить в виде схемы на рисунке 411. Как показали опыты, осколками могут быть самые разнообразные атомы средней части таблицы Менделеева:

$$Kr_{36}^{88},\ Ba_{56}^{140},\ Cs_{55}^{139},\ La_{57}^{139},\ J_{53}^{129},$$

$$Sb_{51}^{127},\ Xe_{54}^{149},\ Ru_{37}^{93}\ \text{и т. д.};$$

большинство их радиоактивно с разными периодами распада. Таким образом, деление урана сопровождается радиоактивными излучениями, в том числе γ-излучением, которые опасны для

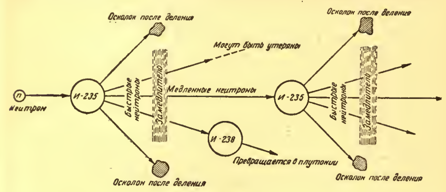


Рис. 411.

наблюдателей; необходимо принимать меры защиты как бетонным толстостенным ограждением лаборатории, так и при помощи рационально разработанной системы управления издали, с большого расстояния. Температура всей системы повышается на тысячи градусов вследствие огромной кинетической энергии всех ее частей, вовлеченных в реакцию.

2 декабря 1942 г. в Металлургической лаборатории[1] Чикагского университета, впервые была осуществлена цепная реакция, сначала при мощности 0,2 *вт*, затем до 200 *вт*. Этим принципи-

[1] Так называлась иносказательно лаборатория по изготовлению атомной бомбы.

ально был решён вопрос о возможности использования атомной энергии и управления процессом её производства.

Затем перешли от лабораторных опытов к работам на заводах.

Д. АТОМНАЯ ЭНЕРГИЯ

273. При переходе от лабораторной к заводской практике для осуществления цепной реакции было необходимо решить две задачи: 1) разделение изотопов; 2) постройка «котла» или ядерного реактора.

1. Как видно из вышеизложенного, для реакции деления необходимо выделение изотопов U^{235}_{92} и Pu^{239}_{94}, являющихся ядерным горючим для получения атомной энергии. Изотоп U^{235}_{92}—редкое вещество, в урановых рудах его количество относится к количеству U^{238}_{92}, как 1 : 140.

Существует большое число методов разделения изотопов — по скорости диффузии, по термодиффузии, с помощью центрифугирования, электромагнитный метод. Последний метод, один из точней-

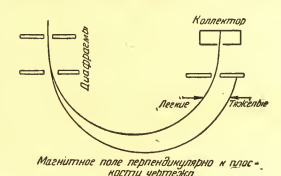


Рис. 412.

ших, в большом масштабе был организован на принципе масс-спектрографа Астона (II, § 190).

Лёгкие ионы изотопов сильнее отклонятся в магнитном поле (рис. 412, магнитное поле перпендикулярно к чертежу), чем тяжёлые, поэтому в коллектор, надлежащим образом расположенный, попадут лишь однородные ионы. Все эти перечисленные способы и некоторые другие, организованные в заводских масштабах, дали необходимое количество изотопов.

2. Котлом или ядерным реактором называется сложная конструкция (куб или цилиндр), в которой осуществляется управляемая по скорости ядерная реакция деления изотопов — U^{235}_{92} или U^{239}_{94} для выделения атомной энергии. На рисунке 413 пред-

ставлена схема одного из таких реакторов, имеющего форму куба, ребро которого может достигать 10 *м*. Внутренность этого реактора в основном заполняется блоками графита, служащего замедлителем. Урановое «горючее» вводится в виде стержней, пронизывающих графитные блоки.

В уране всегда могут оказаться свободные нейтроны, которые «начинают» ядерную реакцию деления U^{235}_{92}, скорость которой быстро возрастает. Для управления скоростью этой реакции в конструкции ядерного реактора предусмотрены кадмиевые стержни, поглощающие нейтроны.

Внешней защитой от вылетающих через поверхность графитовых масс нейтронов и γ-излучения служит слой свинца, достигающий 15 *см* толщины, и слой бетона не менее 1,5 *м* толщиной.

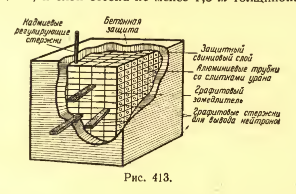


Рис. 413.

Немаловажную роль играют и размеры котла. Дело в том, что нейтроны проходят довольно большие пути от момента возникновения до их захвата. Средняя величина этого пути достигает нескольких метров. Поэтому, при относительно малых размерах котла, потеря нейтронов через границы блока будет настолько значительной, что цепная реакция развиться не сможет. Следовательно, размеры котла не должны быть меньше некоторого определённого размера, называемого критическим. При «критическом размере» котла количество ушедших через границы блока нейтронов равняется количеству вновь возникших нейтронов вследствие деления. Таким образом, достигается стационарная работа котла.

Заметим, что при операциях с котлом лишь 0,1% массы урана соответствует всей освобождённой энергии. Управление работой котла и её регулировка осуществляются при помощи выдвижения и перемещения в нём стержней урана среди блоков графита; для остановки или замедления реакции служат кадмиевые экраны, совершенно поглощающие медленные нейтроны (эффективное сечение 10^{-20} *см*^{2}) и потому прерывающие цепную реакцию. Конечно,

как было уже упомянуто, всё управление котлом автоматизировано, наблюдения и регулировка производятся с большого расстояния. Вся конструкция непрерывно охлаждается водой или иными охладителями, которые уносят значительную часть атомной энергии, выделяющейся в котле урановым горючим при ядерных реакциях; описание их уже рассмотрено.

Огромные запасы ядерной энергии, обнаружение и использование которой явилось одним из великих результатов общего развития физической теории и техники, можно направить для самых различных целей.

274. В пустынной местности Лос-Аламос весной 1943 г. была организована специальная лаборатория для изготовления атомной бомбы на основании тех научных изысканий, краткий очерк которых дан выше.

В начале июля 1945 г. атомная бомба была готова и 16 июля в той же местности было произведено её испытание, как известно— успешное.

Открыт новый источник энергии неслыханной мощности; направление этого потока энергии не на разрушения, а на технические цели и задачи мирного строительства должно обеспечить укрепление и развитие жизни на Земле.

Эти открытия вносят великий вклад в наше понимание космоса. Ядерные процессы, несомненно, имеют основное значение в жизни всей природы, определяя ход и направление эволюции звёзд и обусловливая излучение тех неизмеримых потоков энергии, которые заполняют наблюдаемое пространство.

Е. АТОМНАЯ ЭНЕРГИЯ ДЛЯ МИРНЫХ ЦЕЛЕЙ

275. Из многочисленных возможных применений атомной энергии для мирных целей отметим использование ее в атомных электростанциях. Первая такая электростанция была построена в СССР. О пуске её было объявлено правительством Советского Союза в июне 1954 г.

В атомных электростанциях используется теплота, получаемая от ядерного реактора охладителем. Охладитель, например жидкий металл, под действием насоса движется по трубам через котёл (рис. 414), нагревается до высокой температуры и поступает в теплообменник, где соприкасается с потоком холодной воды, которая здесь вся обращается в пар. Этому пару можно дать разные температуры и давления. Пар поступает на турбины и приводит их в движение. Отработанный пар направляется в конденсор, где сжижается, и образовавшаяся вода вновь подаётся в теплообменник, после чего совершает второй рабочий цикл и т. д. Тепло отработанного пара, еще имеющего высокую температуру, можно использовать для теплоцентралей.

Паровые турбины приводят в действие генераторы электрического тока.

Отметим, что хорошим охладителем служит гелий в силу его особых качеств: он химически нейтрален, не поглощает нейтронов, имеет большую теплоёмкость. При гелиевом охлаждении водяной пар получается при давлении около 50 *ат* и температуре около 270° С.

Коэффициент полезного действия ядерной электростанции составляет около 25%. Можно показать, что для электростанции с мощностью, равной мощности Днепрогэса, требуется в год около 300 *кг* ядерного топлива, например U_{92}^{235}.

Не говоря о количестве энергии, доставляемой атомными станциями, очевидны их преимущества перед обычными электростанциями:

а) Работа и управление на них вполне автоматизированы.

б) Они не дают копоти и дыма.

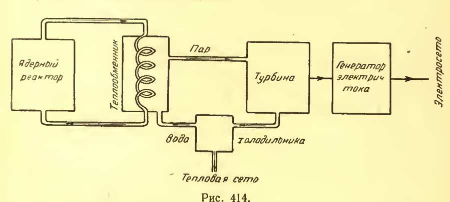


Рис. 414.

в) Для их работы не требуется наличия местных топливных ресурсов.

г) Они не поглощают кислорода на сжигание топлива.

д) Наряду с теплотой дают ценные продукты деления в виде радиоактивного шлака, который используется в медицине, в сельском хозяйстве и в промышленности.

Использование радиоактивных изотопов, получающихся в виде продуктов деления в ядерных реакторах, а также специально приготовленных радиоактивных изотопов, получило широкое распространение в медицине, в биологии и в промышленности в виде так называемого метода «меченых атомов». Так, например, вводя радиоактивный изотоп йода J_{53}^{128} в организм человека, или радиоактивный изотоп фосфора P_{15}^{31} в растения, можно проследить их движение и местные отложения в теле или в растениях, обнаруживая их присутствие по их радиоактивности.

е) Используемый в качестве горючего изотоп U_{92}^{235} в результате работы станции превращается в радиоактивный шлак, а сопровождающий его изотоп U_{92}^{238} превращается в плутоний. На рисунке 415 показан ход убыли урана и нарастания плутония в стержне содержащем 1% U_{92}^{235}. Реакция превращения имеет две ступени:

$$U_{92}^{238} + n_0^1 \rightarrow U_{92}^{239} \rightarrow Np_{93}^{239}.$$

Образующийся нептуний малоустойчив и превращается в плутоний:

$$Np_{93}^{239} \rightarrow Pu_{94}^{239} + e.$$

Плутоний также может быть использован в качестве горючего. Он получается в количестве, приблизительно равном количеству использованного урана U_{92}^{235}. Можно сказать, что работающая атомная электростанция в известной мере сама заготавливает топливо для своей будущей работы.

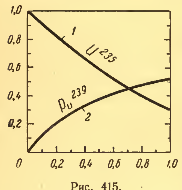


Рис. 415.

Обзор явлений, о которых идёт речь на последних страницах, подводит нас к проблемам современной физики. Мы встретили ряд нерешённых вопросов в теории атома и ядра. Многочисленные исследования ещё не привели к возможности установить общеприемлемый взгляд на замечательные открытия и проблемы последних лет: природа электромагнитного поля, возникновение и исчезновение пар, искусственная радиоактивность, природа космических лучей и внутриядерных сил, деление тяжёлых ядер—все эти и многие другие экспериментальные факты ещё ждут тех *общих принципов*, с точки зрения которых можно было бы осветить всё их разнообразие.

При обзоре современного развития физики непосредственно возникает неотразимое впечатление о чрезвычайном *усложнении* её содержания и методов, *обобилии новых идей*, которые физика вносит в сознание человечества, и о поражающей *быстроте*, с которой эти идеи находят себе применение в технике.

ОСНОВНЫЕ ФИЗИЧЕСКИЕ КОНСТАНТЫ

В таблице приведены значения важнейших физических величин с указанием возможных погрешностей, как их можно было установить после обработки многочисленных измерений различными методами[1].

Кроме того, даны приближённые значения этих величин ($\sim$), определяющие их порядок.

1. Скорость света в вакууме:

$$c = [2{,}997929 \pm 8 \cdot 10^{-6}] \cdot 10^{10} \, \frac{\text{см}}{\text{сек}};$$

$$\sim c = 3 \cdot 10^{10} \, \frac{\text{см}}{\text{сек}}.$$

2. Среднее расстояние от Земли до Солнца:

$$r = 1{,}495 \cdot 10^{8} \text{ км}; \ \sim r = 149 \cdot 10^{6} \text{ км}.$$

3. Нормальное ускорение силы тяжести:

$$g = 980,\ 665 \, \frac{\text{см}}{\text{сек}^2}.$$

4. Гравитационная постоянная:

$$k = 6{,}670 \cdot 10^{-8} \, \frac{\text{дин} \cdot \text{см}^2}{\text{г}^2}.$$

5. Экваториальный радиус Земли:

$$R = 6378{,}79 \text{ км}.$$

6. Механический эквивалент тепла:

$$Э = 4{,}1855 \pm 0{,}0004 \, \frac{\text{дж}}{\text{кал}};$$

$$\sim Э = 4{,}19 \, \frac{\text{дж}}{\text{кал}} = 427 \, \frac{\text{кГм}}{\text{ккал}}.$$

---

[1] Reviews of Modern Physics, July, 1953.

7. Постоянная Клапейрона:

$$R_0 = [8{,}31662 \pm 0{,}00038] \cdot 10^7 \ \frac{\textit{эрг}}{1^\circ \cdot \textit{моль}}$$

$$\sim R_0 = 8{,}316 \cdot 10^7 \ \frac{\textit{эрг}}{1^\circ \cdot \textit{моль}} = 0{,}848 \ \frac{\textit{кГм}}{1^\circ \cdot \textit{моль}} =$$

$$= 0{,}08205 \ \frac{\textit{л} \cdot \textit{ат}}{1^\circ \cdot \textit{моль}} = 1{,}985 \ \frac{\textit{кал}}{1^\circ \cdot \textit{моль}} \sim 2 \ \frac{\textit{кал}}{1^\circ \cdot \textit{моль}} .$$

8. Объём моля газа при 0° С, 760 *мм* Hg:

$$v_0 = 22\,420{,}7 \pm 0{,}6 \ \textit{см}^3; \sim v_0 = 22{,}412 \ \textit{л}.$$

9. Число Авогадро:

$$N = [6{,}02472 \pm 0{,}00036] \cdot 10^{23};$$
$$\sim N = 6{,}025 \cdot 10^{23}.$$

10. Число Лошмидта: (0° С, 760 *мм* Hg):

$$n = [2{,}68713 \pm 0{,}00016] \cdot 10^{19}; \sim n = 2{,}7 \cdot 10^{19}.$$

11. Постоянная Больцмана:

$$k = [1{,}38042 \pm 0{,}00010] \cdot 10^{-16} \ \frac{\textit{эрг}}{\textit{град}} .$$
$$\sim k = 1{,}38 \cdot 10^{-16} \ \frac{\textit{эрг}}{\textit{град}} ;$$

12. Число Фарадея:

$$F = 9652{,}01 \pm 0{,}25 \ \frac{CGSM}{\textit{г-моль}} ;$$
$$\sim F = 9652 \ \frac{CGSM}{\textit{г-моль}} = 96520 \ \frac{\textit{кул}}{\textit{г-моль}} .$$

13. Заряд электрона:

$$e = [4{,}80288 \pm 0{,}00021] \cdot 10^{-10} \ CGSE;$$
$$\sim e = 4{,}802 \cdot 10^{-10} \, CGSE = 1{,}601 \cdot 10^{-20} \, CGSM = 1{,}601 \cdot 10^{-19} \ \textit{кул}.$$

14. Отношение $\frac{e}{m_e}$:

$$\frac{e}{m_e} = [5{,}27299 \pm 0{,}00016] \cdot 10^{17} \ \frac{CGSE}{\textit{г}} ;$$
$$\sim \frac{e}{m_e} = 5{,}27 \cdot 10^{17} \ \frac{CGSE}{\textit{г}} = 1{,}76 \cdot 10^7 \ \frac{CGSM}{\textit{г}} = 1{,}76 \cdot 10^8 \ \frac{\textit{кул}}{\textit{г}} .$$

15. Постоянная Планка:

$$h = [6{,}6252 \pm 0{,}0005] \cdot 10^{-27} \ \textit{эрг} \cdot \textit{сек};$$
$$\sim h = 6{,}6 \cdot 10^{-27} \ \textit{эрг} \cdot \textit{сек}.$$

16. Масса Солнца:

$$M_0 = 1{,}985 \cdot 10^{33} \textit{ г.}$$

17. Масса Земли:

$$M = 5{,}997 \cdot 10^{27} \textit{ г.}$$

18. Масса электрона:

$$m_e = [9{,}1085 \pm 0{,}0006] \cdot 10^{-28} \textit{ г}; \sim m_e = 9{,}1 \cdot 10^{-28} \textit{ г.}$$

19. Масса протона:

$$m_p = 1{,}67243 \cdot 10^{-24} \textit{ г.}$$

20. Масса нейтрона:

$$m_n = 1{,}67474 \cdot 10^{-24} \textit{ г.}$$

21. Масса атома водорода:

$$m_{\text{H}} = 1{,}6733 \cdot 10^{-24} \textit{ г.}$$

22. Масса α-частицы:

$$m_\alpha = 6{,}6442 \cdot 10^{-24} \textit{ г.}$$

23. Атомные веса (массы) нейтрона и протона:

$$n_0^1 - 1{,}008982 \pm 3 \cdot 10^{-6}; \quad p_1^1 - 1{,}007593 \pm 3 \cdot 10^{-6}.$$

24. Атомные веса (массы) некоторых изотопов:

H_1^1 — 1,008142	C_6^{11} — 11,01495
H_1^2 — 2,014735	C_6^{12} — 12,00382
H_1^3 — 3,01700	C_6^{14} — 14,00767
He_2^3 — 3,01700	N_7^{13} — 13,0988
He_2^4 — 4,00390	N_7^{14} — 14,00751
Li_3^6 — 6,01697	O_8^{16} — 16,00000
Li_3^7 — 7,01822	O_8^{17} — 17,00450
Be_4^9 — 9,01503	Na_{11}^{22} — 21,999
Be_4^{10} — 10,01677	Na_{11}^{23} — 22,99618
B_5^9 — 9,01620	P_{15}^{30} — 29,9873
B_5^{10} — 10,01618	P_{15}^{31} — 30,9843

УКАЗАТЕЛЬ СОДЕРЖАНИЯ

ОГЛАВЛЕНИЕ

ЧАСТЬ VI

ОПТИКА

Глава II. Волновая оптика

Глава III. Электромагнитная теория света

Глава IV. Основы теории относительности

ЧАСТЬ VII

АТОМНАЯ ФИЗИКА

Глава V. Излучение и поглощение энергии

Глава VI. Атом

Глава VII. **О квантовой механике**

Глава VIII. **Ядро атома**

Кашин Николай Владимирович

Курс физики, том III

Редактор *Воронов П. И.*

Технический редактор *С. Г. Джатиев*

Корректор *М. В. Голубева*

* * *

Сдано в набор 7/IX 1955 г. Подписано к печати 16/I 1956 г. $60\times92^1/_{16}$. Печ. л. 31,75. Уч.-изд. л. 29,12. Тираж 25000 экз. А-00227.

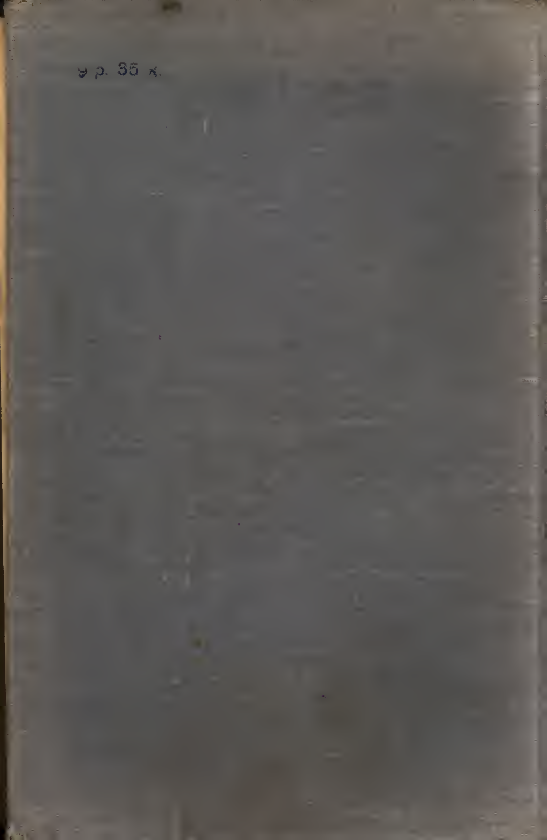
* * *

Учпедгиз. Москва, Чистые пруды, 6.

16-я типография Главполиграфпрома Министерства культуры СССР Москва, Трехпрудный пер., д. 9. Заказ № 1181.

Цена без переплёта 7 р. 85 к.
Переплёт 1 р. 50 к.




9 р. 35 к.